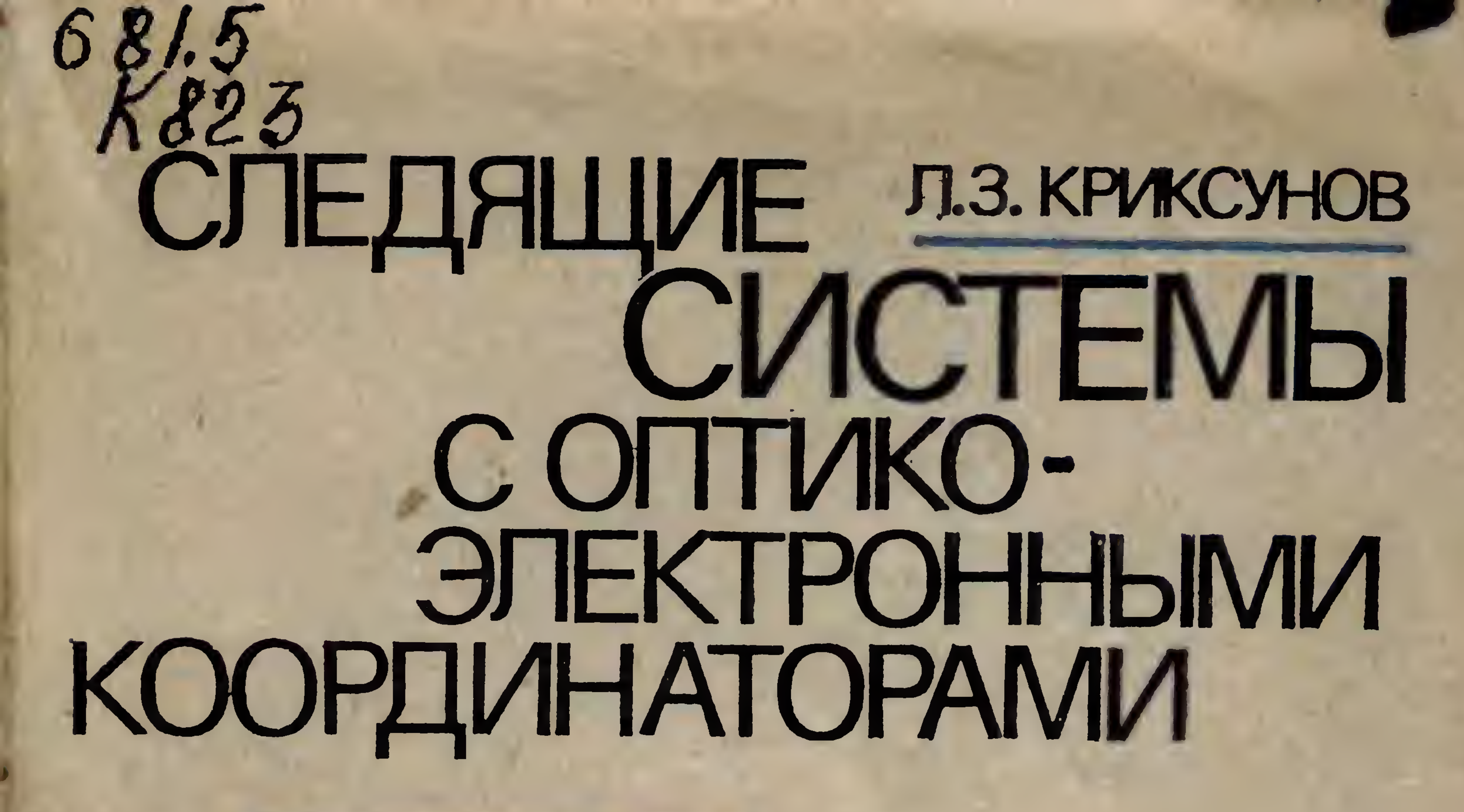
Л. З. КРИКСУНОВ



СЛЕДЯЩИЕ СИСТЕМЫ С ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМИ КООРДИНАТОРАМИ

«Тэхніка»

Л. З. КРИКСУНОВ

СЛЕДЯЩИЕ СИСТЕМЫ С ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМИ КООРДИНАТОРАМИ

Киев
«Тэхника»
1991

ББК 32.965.8
К82
УДК 658.51

Редакция литературы по электронике, кибернетике и связи
Зав. редакцией *З. В. Божко*

Криксунов Л. З.
К82 Следящие системы с оптико-электронными координаторами.— К.: Тэхника, 1991.— 156 с.
ISBN 5-335-00370-7

Рассмотрены следящие системы, у которых в качестве измерителей рассогласования используются оптико-электронные координаторы. Такие системы широко применяются в различных автоматических устройствах-имеющих оптическую связь между отслеживаемым объектом и блоком автоматики. Основное внимание уделено анализу различных типов оптико, электронных координаторов и их характеристик, а также инженерным расчетам основных параметров рассматриваемых следящих систем.

Рассчитана на научных и инженерно-технических работников приборостроительной промышленности, а также может быть полезной студентам вузов.

К $\frac{2302010000-047}{М202(04)-91}$ 46.91 ББК 32.965.8

ISBN 5-335-00370-7

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последние годы в связи с бурным развитием техники и технологии появились новые типы следящих систем, у которых в качестве измерителей рассогласования используются оптико-электронные координаторы (ОЭК). Последние представляют собой устройства, предназначенные для непрерывного или дискретного определения угла рассогласования между заданным направлением и направлением на отслеживаемый объект.

Широко применяются ОЭК в следящих системах программного управления станками и механизмами, системах контроля и управления технологическими процессами, а также в астрономии и авиационно-космической технике. Они могут использоваться как самостоятельные системы автоматического управления, либо в виде составной части сложных автоматических комплексов, функционирующих автономно.

Следящие системы с ОЭК по своему назначению во многом аналогичны обычным следящим системам. Основное отличие их заключается в формировании входных сигналов в виде двумерных скалярных изображений трехмерного пространства по законам геометрической оптики и в обработке этих сигналов средствами электроники.

Рассматриваемые следящие системы должны удовлетворять определенным требованиям и обеспечивать их выполнение в конкретных условиях эксплуатации. Чаще всего основными требованиями являются устойчивость, дальность действия, точность работы и помехозащищенность в широком диапазоне входных величин. Наиболее ответственным узлом, определяющим выполнение этих требований, является оптико-электронный координатор, поэтому основное внимание в книге уделено анализу координаторов и их характеристик. В процессе функционирования этих сложных оптико-электронных устройств используются сигналы двух типов: электрические и оптические. Для описания характеристик оптических сигналов применяется аппарат двумерных Фурье-преобразований [4; 20; 30; 31; 35].

В книге изложены с допустимой степенью упрощения достаточно сложные вопросы многомерных Фурье-преобразований и оптимизации обработки сигналов. Материал проиллюстрирован численными примерами, которые облегчают его понимание и использование при решении конкретных задач.

Автор выражает благодарность докторам техн. наук Г. Ф. Зайцеву, Л. П. Лазареву и И. А. Попову за ценные замечания, сделанные при подготовке рукописи.

Отзывы и пожелания просим направлять по адресу: 252601 Киев, 1, ул. Крещатик, 5. Издательство «Тэхника».

Глава 1

НАЗНАЧЕНИЕ, ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ И ТИПОВЫЕ СХЕМЫ СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМ С ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМИ КООРДИНАТОРАМИ

1. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМ С ОЭК

Следящие системы представляют собой замкнутые автоматические системы, в которых выходная величина воспроизводит с определенной точностью входную величину, произвольно изменяющуюся во времени. Простейшая некорректированная следящая система показана на рис. 1.1. Входной величиной $x_{вх}(t)$ системы может быть тот или иной параметр, характеризующий состояние отслеживаемого объекта (координата, скорость перемещения, температура и др.). Выходная величина $x_{вых}(t)$ следящей системы характеризует состояние управляемого объекта. Разность $\varphi(t)$ между входной и выходной величинами называют сигналом рассогласования или ошибкой ($\varphi(t) = x_{вх}(t) - x_{вых}(t)$). Кроме входной величины к следящей системе могут быть приложены другие возмущающие воздействия $x_1(t)$ и $x_2(t)$, которые, в ряде случаев, являются случайными функциями времени.

Одним из главных элементов следящей системы является устройство, измеряющее сигнал рассогласования $\varphi(t)$ и преобразующее его в электрический сигнал управления $U_{упр}$, используемый в последующих блоках системы. Рассматриваемые в данной книге следящие системы предназначены для отслеживания объектов, являющихся источниками собственного или отраженного оптического излучения. В таких системах механическая связь между отслеживаемым и управляемым объектами заменена оптической связью, что позволяет использовать их для автоматического сопровождения как неподвижных, так и перемещающихся в пространстве источников оптического излучения, находящихся на сколь угодно большом расстоянии от управляемого объекта. Измерители рассогласования, применяемые в обычных следящих системах, здесь заменены оптико-электронными координаторами, которые позволяют непрерывно и автоматически измерять координаты излучающего объекта. Роль ОЭК в следящих системах рассматриваемого типа исключительно велика: их точностные, статические и динамические характеристики во многом определяют характеристики системы в целом

Следящие системы с ОЭК (или как их иногда называют «следящие системы с оптическими связями») широко применяют в приборостроении, измерительной технике, астрономии, высокотемпературных производственных процессах, авиационной и космической технике. Они отличаются высокой точностью и при работе не нагружают регулируемые объекты дополнительными силами и моментами. Области применения следящих систем с ОЭК непрерывно расши-

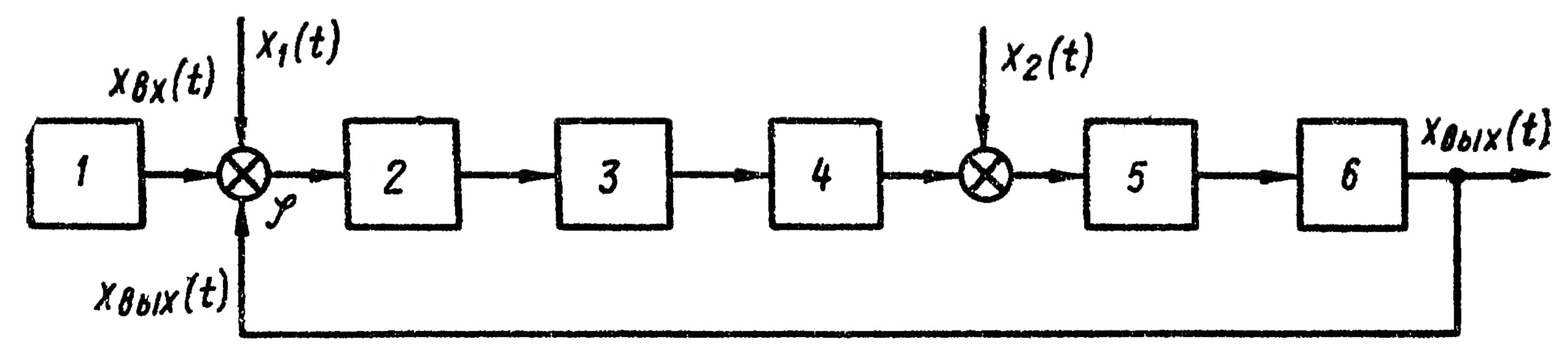


Рис 1 1 Структурная схема простейшей следящей системы·
1 — отслеживаемый объект, *2* — измерительное устройство, *3* — усилитель напряжения, *4* — усилитель мощности, *5* — исполнительное устройство; *6* — управляемый элемент

ряются; их дальнейшее совершенствование внесет большой вклад в развитие высококачественных систем автоматического управления объектами различного назначения

2. ТИПОВЫЕ СХЕМЫ СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМ С ОЭК

Следящие системы программного управления станками. В станках с программным управлением приводами продольной и поперечной подач используются следящие системы, осуществляющие считывание программы с чертежа. Роль ОЭК в этих системах выполняют копирующие головки, ось которых в процессе копирования детали непрерывно совмещается с линией чертежа.

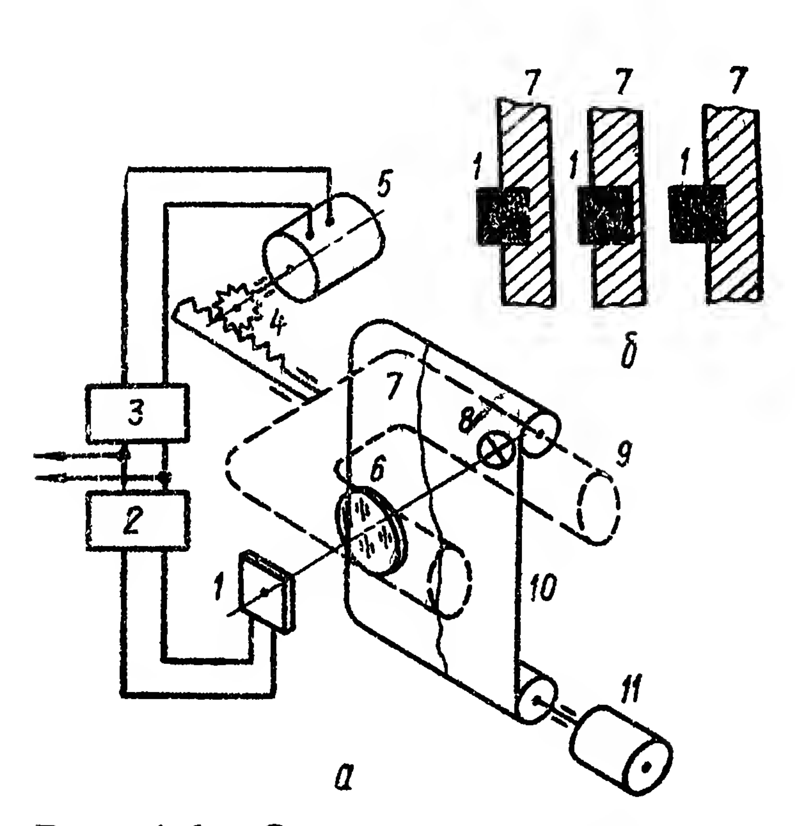


Рис. 1 2 Следящая система программного управления

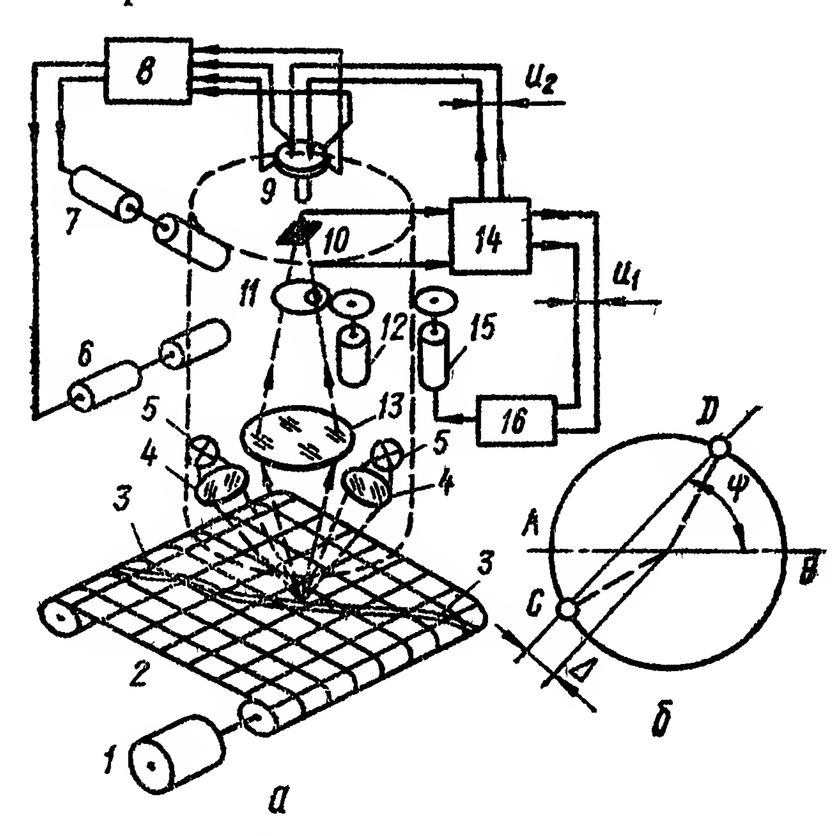


Рис 1 3 Схема следящей системы программного управления фрезерным станком

Простейшая следящая система программного управления (рис. 1.2, *а*) состоит из лампы накаливания *8*, световой поток которой фокусируется объективом *6* на чувствительную площадку *1* приемника излучения (ПИ). Последний включен в цепь моста *2*, сбалансированного в том случае, когда половина чувствительной площадки ПИ перекрыта изображением *7* линии чертежа обрабатываемой детали (рис. 1.2, *б*). Чертеж нанесен на прозрачную пленку *10*, перемещаемую с постоянной скоростью синхронным двигателем *11*.

В том случае, когда изображение 7 линии чертежа перекрывает бо́льшую или меньшую часть чувствительной площадки ПИ (рис. 1.2, *б*), в выходной цепи моста 2 возникает соответствующий сигнал, который после усиления и преобразования блоком 3 подается на серводвигатель 5. Двигатель через передачу 4 перемещает водило 9 с укрепленными на нем лампой и объективом до устранения рассогласования. Одновременно сигнал, снимаемый с моста, может быть использован для управления приводом одной из подач станка[38].

Другая схема следящей системы программного управления фрезерным станком изображена на рис. 1.3, *а* [20]. Чертеж детали нанесен на бумажную ленту 2, которая перемещается с постоянной скоростью синхронным двигателем 1. Световой поток ламп подсвета 5 фокусируется линзами 4 на линию 3 чертежа и, отражаясь от нее, фокусируется объективом 13 на ПИ 10. Между объективом и ПИ находится непрозрачный диск с эксцентрично расположенным отверстием, вращаемый двигателем 12. При каждом обороте диска отраженный от линии чертежа световой поток дважды проходит отверстие и попадает на ПИ. В эти моменты времени в цепи ПИ возникают импульсы фототока, которые подаются на демодулятор 14. Опорное напряжение, подаваемое на демодулятор, имеет ту же частоту, что и напряжение питания двигателя 12, благодаря чему осуществляется синхронизация сигналов фототока с положением отверстия диска 11.

С демодулятора снимается два напряжения, одно из которых (U_1) связано с углом ψ, образуемым касательной *CD* к линии чертежа с горизонтальным диаметром АВ окружности, описываемой отверстием в диске 11 (рис. 1.3, *б*); другое напряжение (U_2) зависит от величины смещения Δ. Напряжение U_1 после усиления и преобразования блоком 16 поступает на двигатель 15, поворачивающий корпус копирующей головки до совмещения линий *CD* и АВ (или до того момента, когда они будут параллельны). Напряжение U_2 подается на синусно-косинусный потенциометр 9, движок которого связан с валом вращения корпуса копирующей головки. Снимаемые с синусно-косинусного потенциометра сигналы, пропорциональные синусу и косинусу угла ψ, после усиления в блоке 8 подаются на приводы 6, 7 продольной и поперечной подач копирующей головки (этим достигается эффект ее слежения за линией чертежа). Одновременно эти сигналы используются в приводах подач стола фрезерного станка с закрепленной на нем деталью.

Следящая система гидирования телескопов. Создание телескопов с большим диаметром объектива привело к необходимости автоматизации подготовительных операций и самого процесса астрономических наблюдений. Большую роль при этом играют следящие системы с ОЭК, которые осуществляют в процессе наблюдений ведение (гидирование) трубы телескопа вслед за объектом, являющимся источником видимого, ультрафиолетового или инфракрасного излучений. Применение автоматических гидов освобождает наблюдателей от тяжелого физического напряжения, связанного с ручным гидированием.

На рис. 1.4 изображена функциональная схема системы автоматического гидирования телескопа, имеющего так называемую параллактическую монтировку [44]. Эта монтировка обеспечивает вращение главной трубы телескопа относительно двух взаимно перпендикулярных осей. Одна из осей (ось мира) направлена на Север под углом к горизонту, равным географической широте места наблюдения, а другая (ось склонения) — перпендикулярно первой оси.

Вследствие суточного вращения Земли все звезды совершают движение относительно наблюдателя по концентрическим окружностям относительно оси мира со скоростью 15″ за 1 с времени. Задача системы автоматического гидирования телескопа заключается в точном отслеживании звезды, компенсирующем не только суточное вращение Земли, но и дополнительные погрешности, вызванные различными причинами.

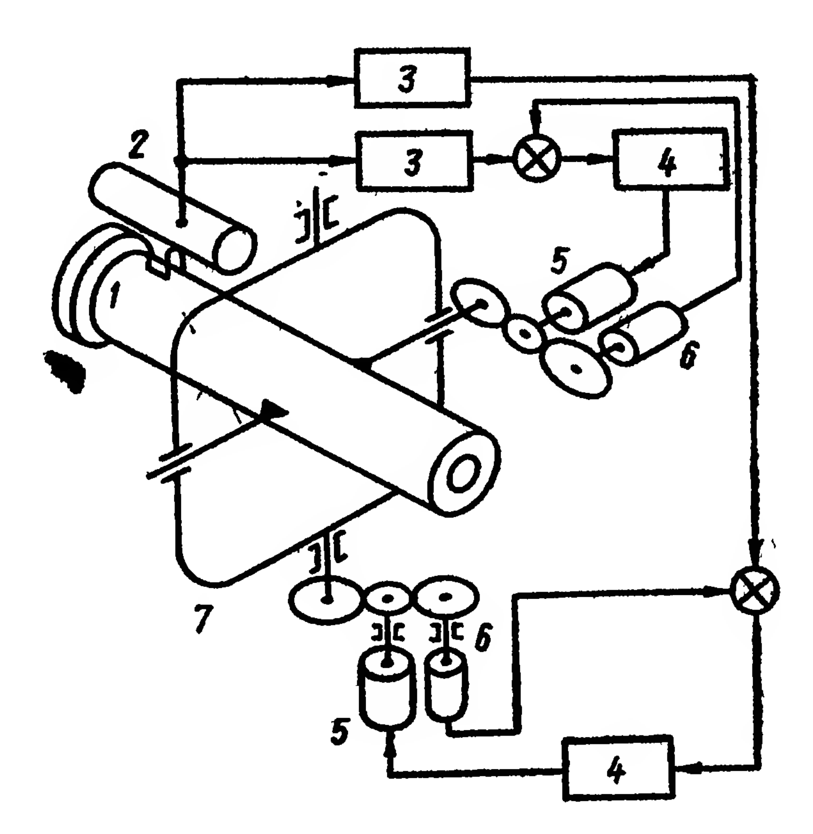


Рис. 1.4. Следящая система гидирования телескопа·

1 — основная труба телескопа; *2* — ОЭК, *3* — усилитель напряжения; *4* — усилитель мощности; *5* — серводвигатель, *6* — тахогенератор; *7* — двухстепенная платформа

На основной трубе телескопа установлен ОЭК, ось которого параллельна оптической оси главной трубы телескопа. При наличии угла рассогласования относительно оси мира (или относительно оси склонения) на выходе координатора возникает электрический сигнал, пропорциональный углу рассогласования, который после необходимого усиления по напряжению и мощности подается в серводвигатель, управляющий поворотом главной трубы телескопа относительно соответствующей оси. Поворот прекращается, когда угол рассогласования становится равным нулю, т. е. когда оптические оси главной трубы и ОЭК направлены на излучающий объект. В системе предусмотрены обратные связи по скорости, осуществляемые тахогенераторами.

В следящих системах для двухкоординатного гидирования астрономических приборов используются как электромашинные, так и магнитные и полупроводниковые усилители. В качестве серводвигателей применяются двигатели постоянного и переменного тока различной мощности. Такими системами оборудованы все крупные телескопы, созданные в СССР.

Следящие системы с ОЭК, предназначенные для гидирования телескопов, должны корректировать медленно изменяющиеся ошибки, вызванные атмосферной реакцией и деформацией узлов конструкции телескопа. Максимальная скорость возмущений на входе систем не превышает 5″ за 1 с времени, поэтому в таких следящих системах предъявляются в основном требования к их чувствительности и точности, а не к быстродействию.

Следящая система высокоточного измерительного устройства. При необходимости передавать на расстояние показания высокоточного измерительного прибора (например, гальванометра), не нагружая его подвижный элемент силами или моментами, применяют следящую систему по схеме, показанной на рис 1.5 На подвижном элементе *1* прибора укреплено легкое зеркало *2*, которое отражает падающий на нее световой поток от лампы накаливания *3*. Отражаемый поток фокусируется объективом *11* на ПИ *10*. Если на прибор не подается измеряемый ток (напряжение), то зеркало *2* находится в исходном положении и световой поток фокусируется

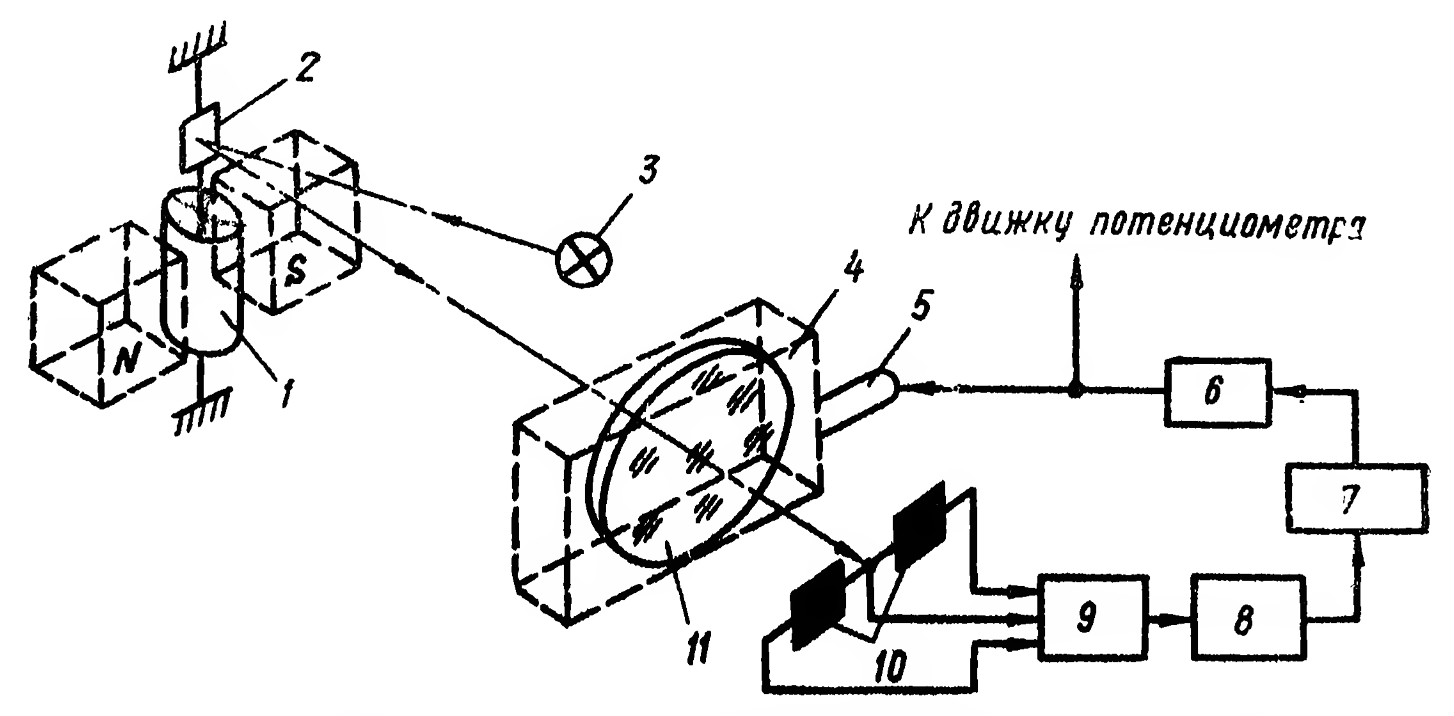


Рис. 1.5. Следящая система высокоточного измерительного устройства:

1 — измерительный прибор; *2* — зеркало; *3* — лампа подсвета; *4* — каретка; *5* — тяга; *6* — серводвигатель; *7* — усилитель мощности; *8* — усилитель напряжения; *9* — мостовая схема; *10* — приемник излучения; *11* — объектив

точно посередине между чувствительными площадками ПИ. Последние включены в мостовую схему *9*, которая сбалансирована в случае, когда выходной сигнал равен нулю При наличии входного сигнала подвижный элемент поворачивается и отраженный зеркалом луч попадает на одну из площадок ПИ. Это приводит к разбалансировке мостовой схемы, выходной сигнал которой усиливается по напряжению и мощности и подается на серводвигатель *6*, который перемещает каретку *4* до тех пор, пока сфокусированное световое пятно не попадет точно посередине между чувствительными площадками ПИ. С тягой *5* каретки механически связан движок потенциометра, с выхода которого снимается напряжение, пропорциональное входному сигналу. Эта пропорциональность (как будет показано в следующей главе) соблюдается только при малых углах рассогласования, так что рассматриваемая следящая система относится к классу систем автоматического управления с ограниченно линейной характеристикой.

Следящие системы устройств самонаведения. В авиационных летательных аппаратах широко применяют следящие системы, которые позволяют материализовать в пространстве положение линии визирования на движущийся объект и определять ее угловую скорость, а также обеспечивают непрерывное и автоматическое

совмещение оптической оси устройства самонаведения с направлением на объект. Они состоят из измерителя рассогласования (оптико-электронного координатора), усилителей и привода. В зависимости от типа используемого двигателя различают следящие системы устройств самонаведения с гироскопическими, электромеханическими и гидравлическими приводами, из которых первые два применяют чаще всего

В следящей системе с *гироскопическим приводом* (рис 1.6) оптическая система координатора связана с ротором трехстепенного

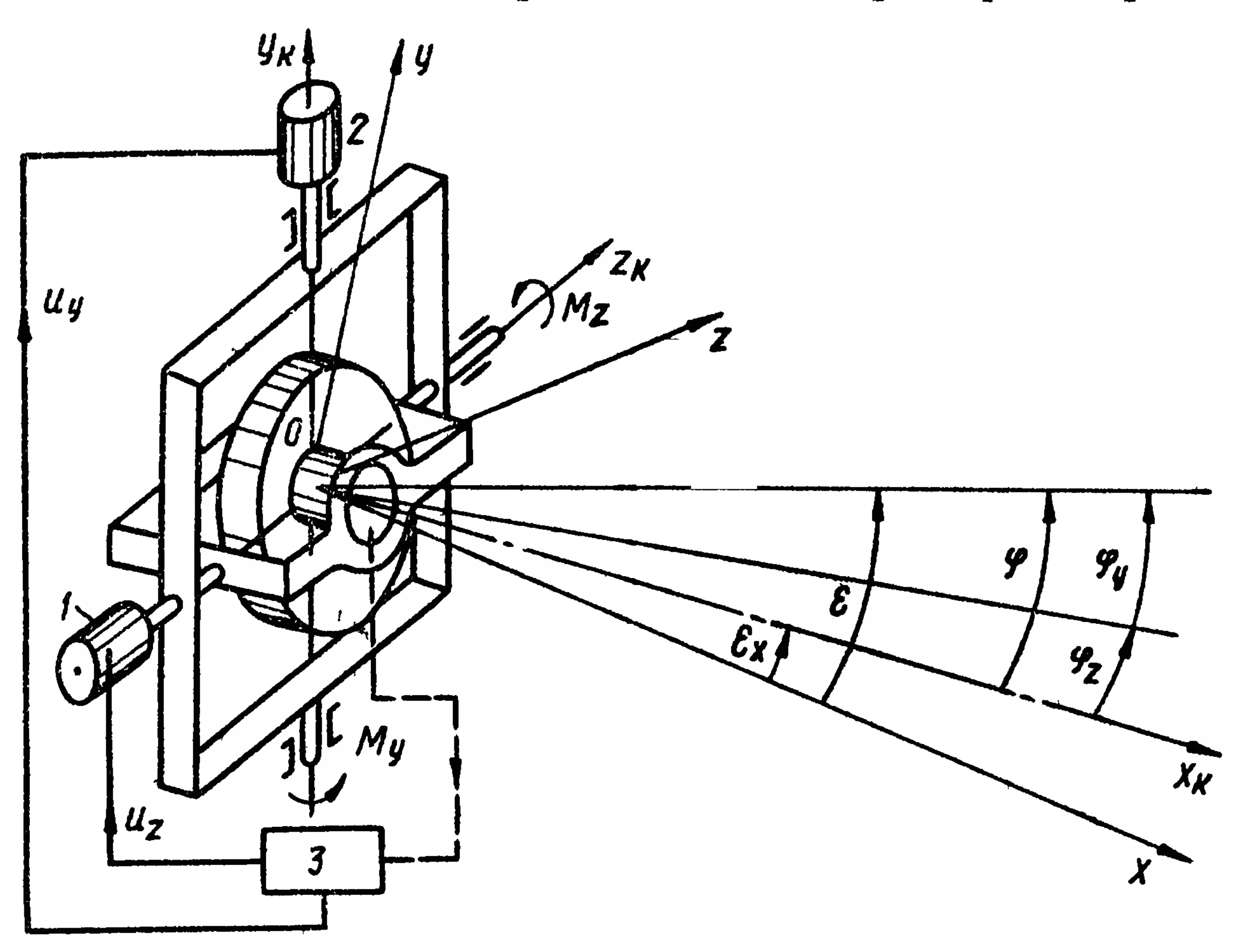


Рис. 1.6. Следящая система устройства самонаведения с гироскопическим приводом:

1, 2 — датчики моментов; *3* — усилитель мощности; $ox_к$ — главная ось гироскопа; $ox_к y_к z_к$ — система координат, связанная с гироскопом, *oxyz* — система координат, связанная с движущимся объектом, φ, φ_y, φ_z — угол рассогласования и его составляющие в продольной и поперечной плоскостях управления; $\varepsilon_к$, ε — углы, характеризующие положение оси координатора (главной оси гироскопа) и линии дальности

гироскопа, который имеет два коррекционных датчика моментов, укрепленных на осях поворота внутренней и внешней рамок гироскопа

Выходные сигналы координатора, обусловленные смещением цели относительно оси, усиливаются и подаются в датчики моментов перекрестным образом Напряжение рассогласования U_z, пропорциональное составляющей φ_z угла рассогласования в поперечной плоскости, подается на датчик моментов по оси $z_к$, а напряжение U_y, пропорциональное составляющей φ_y угла рассогласования в продольной плоскости, подается на датчик моментов по оси $y_к$.

Коррекционные датчики, связанные с осями вращения рамок, создают вращающие моменты, под действием которых гироскоп прецессирует в направлении совмещения оси координатора с отслеживаемым объектом Прецессия прекращается, когда ось координатора

направлена на объект, так как в этом случае напряжения U_y, U_z и соответствующие корректирующие моменты становятся равными нулю Это, однако, справедливо для правильно сфазированного координатора, у которого оси координатной системы, фиксирующие отклонение отслеживаемого объекта, параллельны осям координатной системы, измеряющей углы рассогласования Если координатор сфазирован неправильно, то при отклонении объекта относительно оси координатора в какой-либо одной плоскости выходной сигнал возникает также и в другой (перпендикулярной) плоскости Расфокусировка

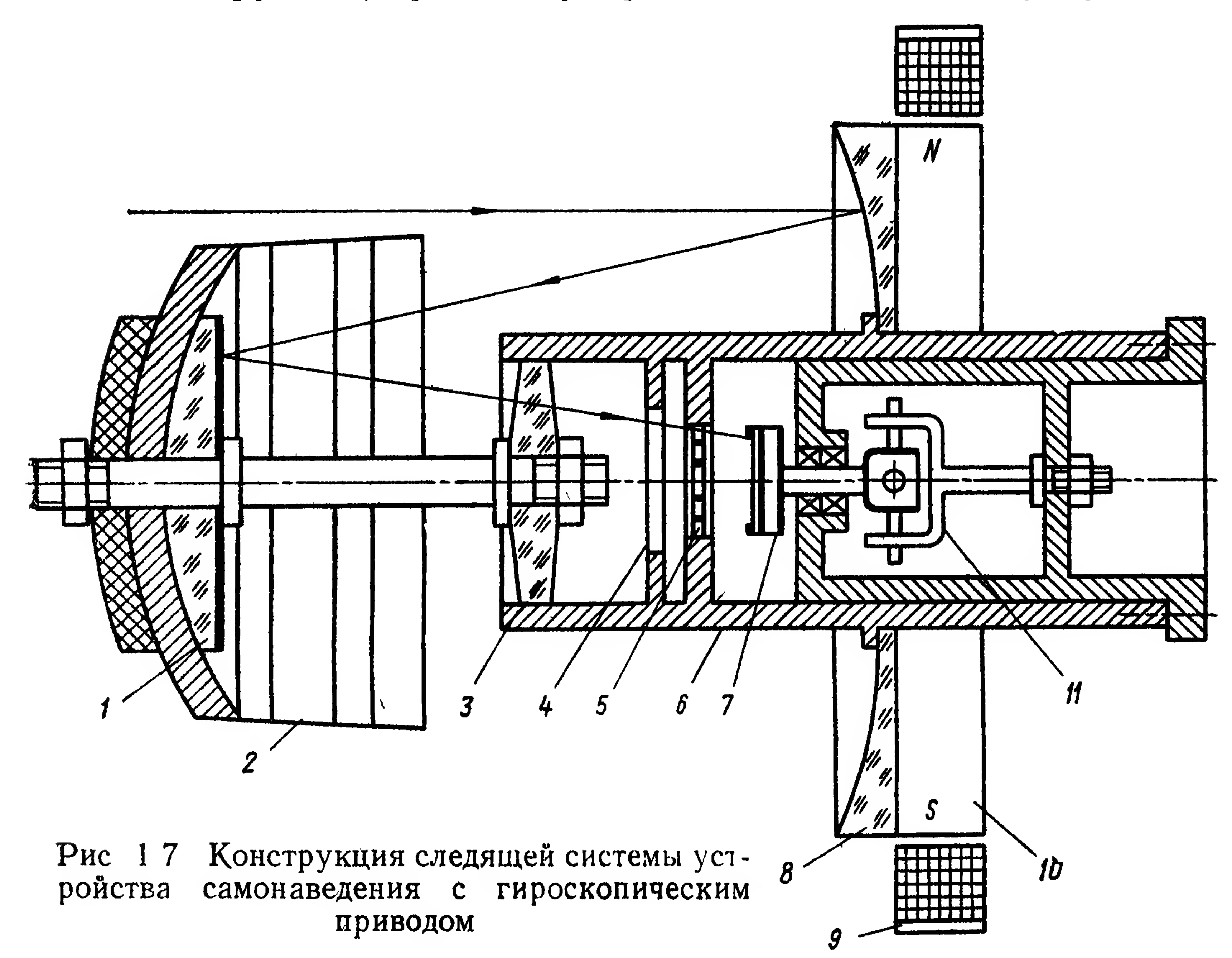


Рис 1 7 Конструкция следящей системы устройства самонаведения с гироскопическим приводом

(фазовый сдвиг) появляется на выходе усилителей постоянного тока, которые выполняют роль элементов, сопрягающих координатор с последующими звеньями следящей системы. Ее учитывают постоянным (обычно малым) углом μ. В соответствующей структурной схеме за счет угла μ появляется перекрестная асимметричная связь между каналами управления (см. § 3 данной главы).

При вращении линии дальности с постоянной угловой скоростью возникает установившийся процесс слежения, при котором вращающие моменты коррекционных датчиков пропорциональны проекциям вектора угловой скорости линии дальности на два взаимноперпендикулярных направления Измерив значения моментов коррекционных датчиков (например, по силе тока в обмотках), можно определить проекции вектора угловой скорости на соответствующие оси

По такому принципу действует следящая система координатора, изображенного на рис. 1.7. Оптико-механический узел выполнен в виде полой трубы *6*, на которой укреплены: первичное сферическое

зеркало 8, вторичное плоское зеркало 1, прикрытое блендой 2, корригирующая линза 3, диафрагма 4 и модулирующий диск 5. Вторичное зеркало и бленда смонтированы на втулке, закрепленной в линзе 3. В трубе оптического узла установлен карданный узел 11 с ПИ 7. Труба вращается на шариковых подшипниках относительно оси, соединяющей ПИ с карданным узлом. Жестко с трубой связан постоянный магнит 10, укрепленный за первичным зеркалом 8 и являющийся ротором гироскопа. Вращение ротора обеспечивается обмотками 9, размещенными в неподвижном корпусе координатора. Там же смонтированы обмотки датчиков моментов и обмотки, с которых снимаются опорные напряжения (ЭДС в этих обмотках наводятся постоянным магнитом при его вращении). Оптическая схема координатора изображена на рис. 1.8.

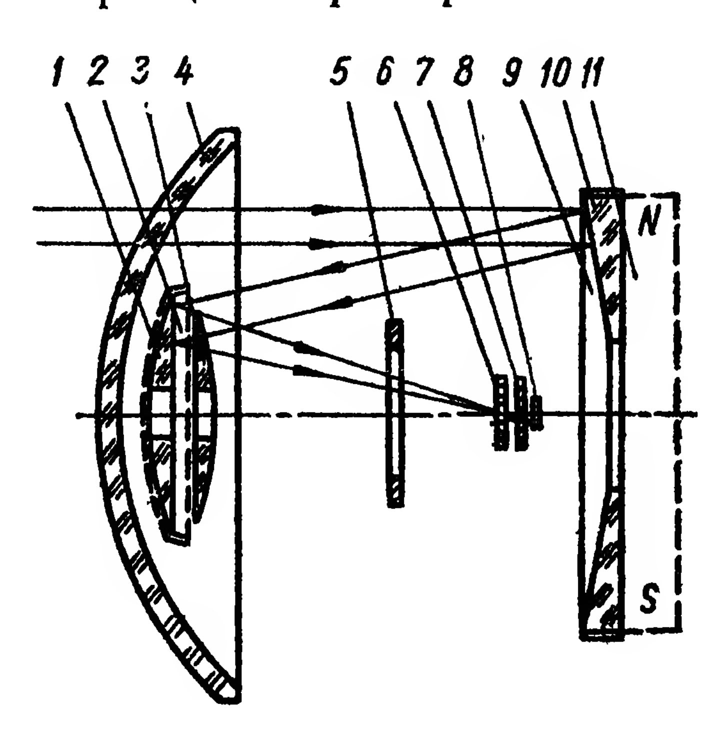


Рис. 1.8. Оптическая схема координатора:

1 — вторичное зеркало объектива; 2 — бленда; 3 — корригирующая линза; 4 — обтекатель устройства самонаведения, прозрачный для инфракрасного излучения; 5 — диафрагма; 6 — модулирующий диск; 7 — оптический фильтр; 8 — чувствительный элемент ПИ; 9 — первичное зеркало объектива; 10 — оправа первичного зеркала; 11 — постоянный магнит

В режиме слежения за теплоизлучающим объектом выходные сигналы усилителя фототока поступают в обмотки коррекции перекрестным образом. Возникающий магнитный поток, взаимодействуя с магнитным потоком постоянного магнита, вызывает прецессию гироскопа, благодаря чему оптическая ось координатора совмещается с направлением на отслеживаемый объект с точностью ошибок, вызываемых переходными процессами.

На рис. 1.9 изображена конструкция следящего устройства самонаведения, созданного по схеме на рис. 1.7 [56]. В другой следящей системе с гироскопическим приводом для повышения помехозащищенности от естественных помех использован ПИ, чувствительный к излучению как инфракрасного, так и ультрафиолетового диапазонов [1; 48]. Сканирование поля зрения может производиться по розеточной или спиральной траектории. Достигается это тем, что оптическая ось объектива 1 (рис. 1.10) инфракрасного канала с вставленным в него объективом 2 ультрафиолетового канала не совпадает с оптической осью линзы 3. Поэтому при вращении объектива 1 с помощью ротора 4 и обмоток 5 изображение объекта описывает в фокальной плоскости окружность. В свою очередь линза 3 с разными радиусами кривизны поверхностей приводится во вращение с помощью обмоток 7 и постоянного магнита с явно выраженными полюсами относительно корпуса ПИ 6. В зависимости от направления и скорости вращения объектива 1 и линзы 3 траектории сканирования могут быть самыми разнообразными, подобно тому, как это имеет место в сканирующей системе с оптическими клиньями [29].

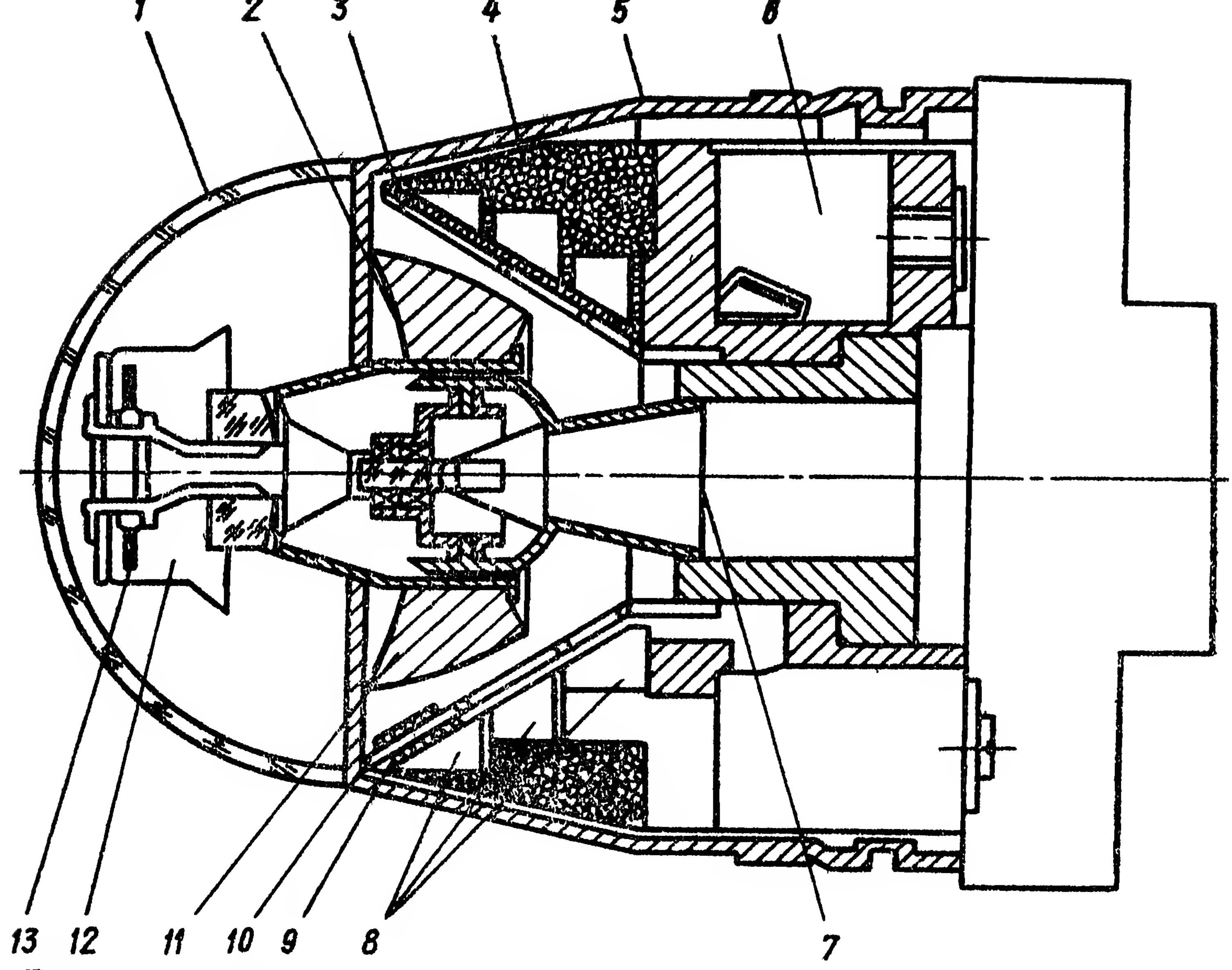


Рис 1 9 Конструкция элементов следящей системы устройства самонаведения ракеты «Сайдвиндер» (США)

1 — обтекатель, прозрачный для инфракрасного излучения; *2* — сферическое зеркало; *3* — обмотка вращения ротора гироскопа; *4* — обмотка датчика моментов гироскопа; *5* — корпус устройства самонаведения; *6* — сиккатив; *7* — приемник излучения с охлаждающим устройством; *8* — обмотки коррекции; *9* — обмотка электрического арретирования; *10* — обмотка ГОН; *11* — постоянный магнит; *12* — бленда; *13* — плоское зеркало

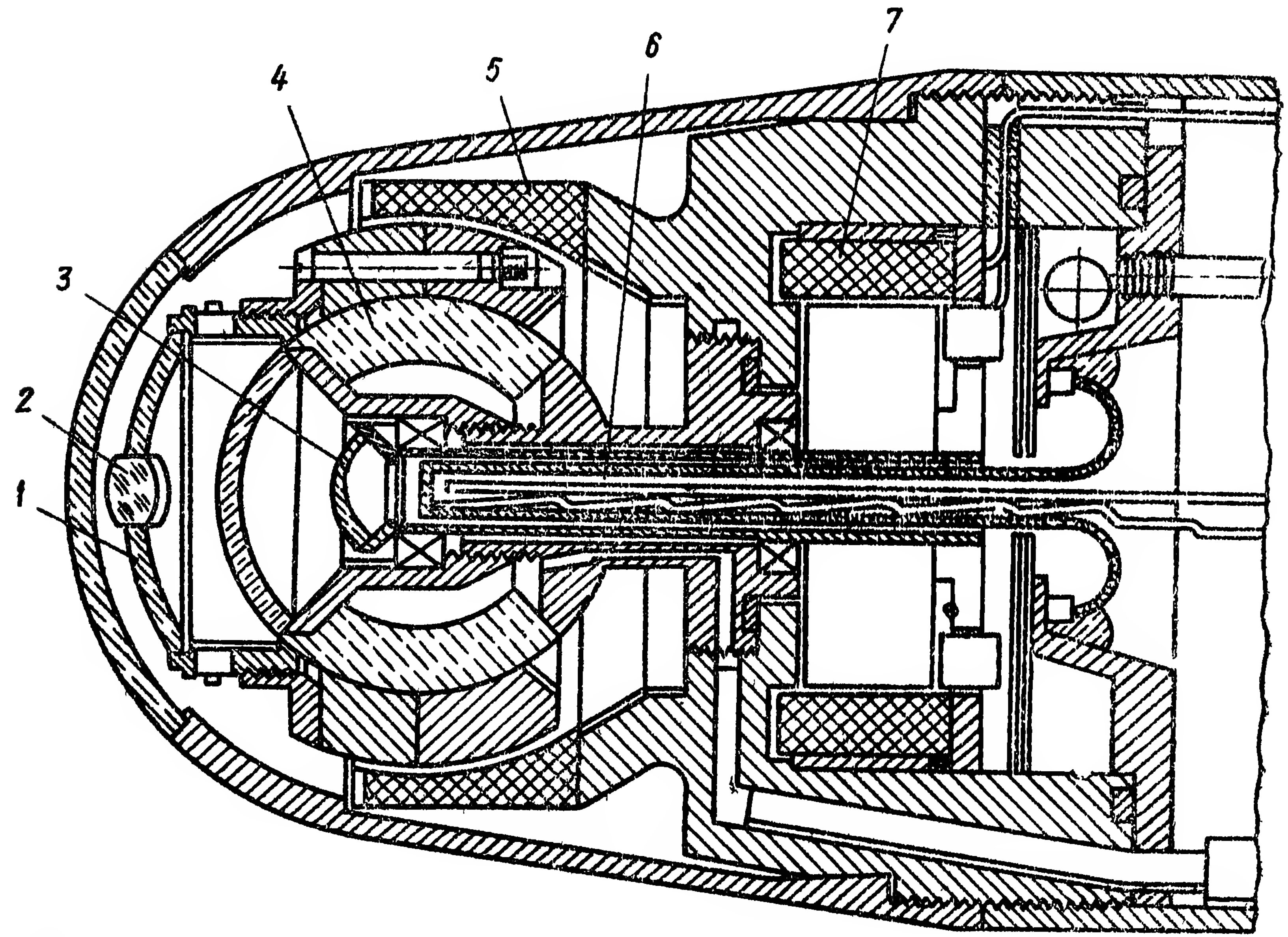


Рис 1 10. Конструкция следящего устройства самонаведения с двухцветным (инфракрасным и ультрафиолетовым) приемником излучения

«Двухцветный» комбинированный ПИ состоит из кремниевой пластины с фоточувствительным диффузионным переходом и фоторезистора на основе сернистого свинца. Сигналы, снимаемые с обоих приемников, после усиления подаются в логический селектор, который выбирает необходимый режим слежения за объектом.

Отличительной особенностью следящих систем с гироскопическим приводом является возможность поиска отслеживаемого объек-

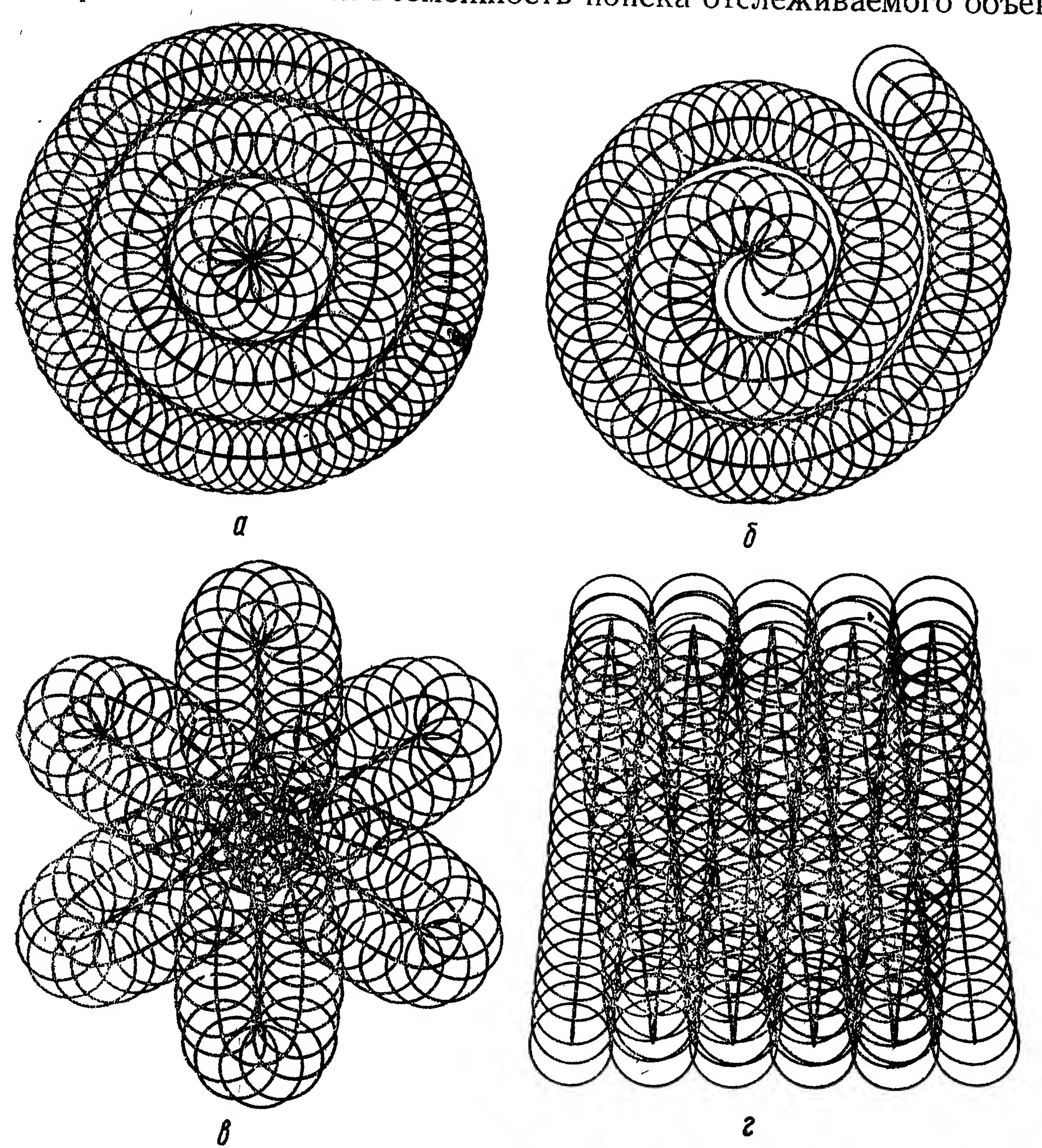


Рис. 1.11. Возможные формы разверток в следящей системе с гироскопическим приводом:
а — круговая; *б* — спиральная; *в* — розеточная; *г* — треугольная

та. Для этого в коррекционные датчики моментов подают напряжения, изменяющиеся по определенным законам, что вызывает прецессионное движение гироскопа и соответствующее перемещение в пространстве оптической оси устройства самонаведения Круговая развертка в режиме поиска получается при подаче в датчики моментов напряжений, сдвинутых по фазе на 90° (рис 1 11, *а*), спиральная

развертка (рис 1 11, *б*) создается изменением амплитуд напряжений при том же сдвиге фаз и т д При захвате отслеживаемого объекта управляющие напряжения на датчики моментов подаются с выхода ЭОК и система переходит из режима поиска в режим автоматического слежения.

Одногироскопный привод применяется в тех случаях, когда оптико-механический узел координатора объекта имеет небольшие массу и габаритные размеры или может быть конструктивно выполнен как часть ротора гироскопа При сочленении гироскопического

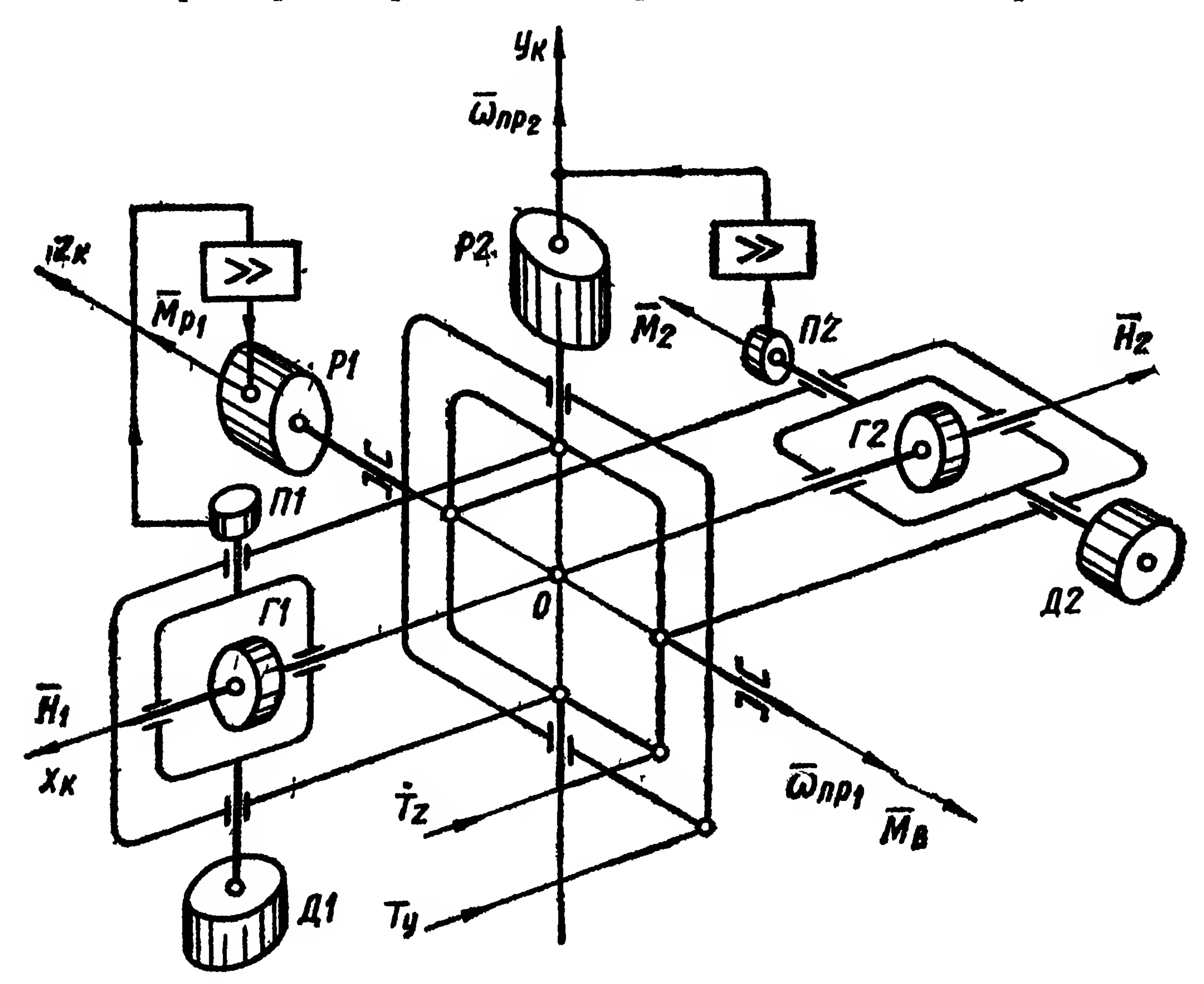


Рис. 1.12. Двухгироскопный привод следящей системы устройства самонаведения

привода с массивным оптико-механическим узлом, изменяющим положение в пространстве оптической оси координатора, используются гиростабилизированные платформы. В противном случае необходимо применять гироскоп с большим кинетическим моментом для того, чтобы избежать влияния остаточной несбалансированности ротора и проявления нутации, вызванной увеличением экваториального момента инерции гироскопа. Увеличение же кинетического момента влечет за собой необходимость применения коррекционных датчиков с большим крутящим моментом.

Гиростабилизированная платформа в простейшем случае состоит из двух гироскопов (рис. 1.12), кинематические моменты которых противоположны, а внешние рамки жестко соединены между собой, образуя кожух, являющийся внутренней рамкой платформы. Поворот платформы относительно осей $y_к$ и $z_к$ осуществляется с помощью коррекционных датчиков моментов *Д1* и *Д2*, связанных с внутренними рамками гироскопов *Г1* и *Г2*. В обмотки датчиков моментов подаются сигналы с выхода ОЭК, в результате

чего платформа начинает прецессировать; тяги T_y и T_z, связанные соответственно с внешней и внутренней рамками гироплатформы, вызывают поворот оптического узла координатора. Система фазируется так, чтобы прецессионное движение платформы приводило к устранению рассогласования между оптической осью координатора и направлением на отслеживаемый объект.

Для компенсации внешних моментов предусмотрена система разгрузки, состоящая из датчиков угловых перемещений *П1* и *П2*, усилителей сигналов, снимаемых с этих датчиков, и разгрузочных

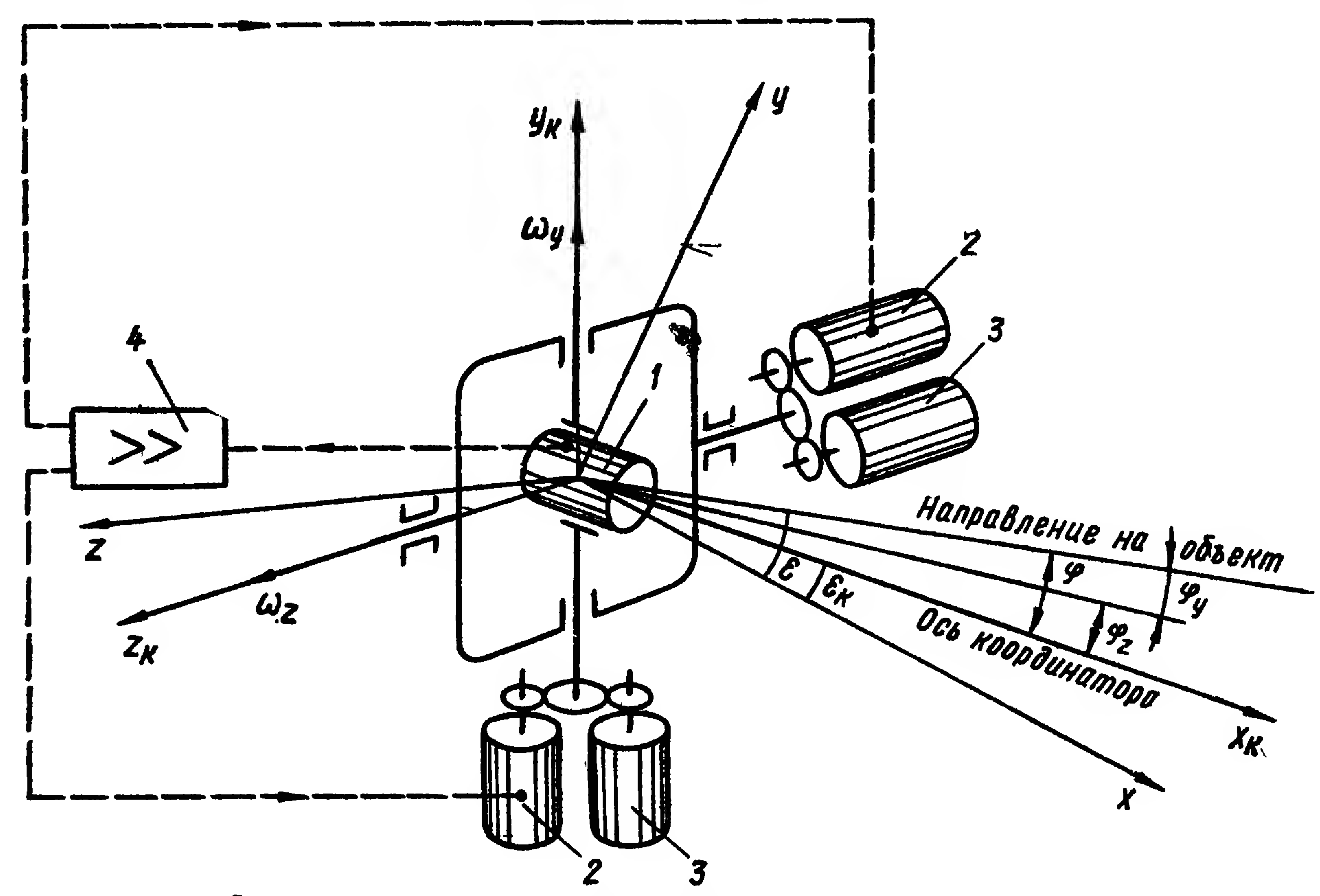


Рис. 1.13. Следящая система устройства самонаведения с электромеханическим приводом

датчиков моментов *Р1* и *Р2*. Рассмотрим, например, поведение платформы под действием внешнего момента $\overline{M}_в$, приложенного к внешней рамке. Под действием этого момента гироскоп *Г1* начнет прецессировать, стремясь совместить вектор $\overline{H}_1$ кинетического момента с вектором $\overline{M}_в$. При повороте внутренней рамки гироскопа *Г1* относительно платформы с датчика *П1* снимается напряжение, которое после усиления подается в разгрузочный датчик моментов *Р1*. Возникающий при этом момент $\overline{M}_{P1}$ относительно оси $z_к$ будет направлен противоположно моменту $M_в$ и скомпенсирует его влияние. Аналогично ведет себя платформа при действии внешнего момента относительно оси $y_к$, с той разницей, что в этом случае будет прецессировать гироскоп *Г2*, а компенсирующий момент будет создаваться разгрузочным датчиком *Р2*.

Следящая система с *электромеханическим приводом* (рис. 1.13) состоит из координатора *1*, установленного на платформе с двумя степенями свободы, серводвигателей *2* и тахогенераторов *3* в каждом канале управления.

Напряжения $U_{кz}$ и $U_{кy}$ на выходе координатора, пропорциональные составляющим угла рассогласования φ_z и φ_y, усиливаются усилителями мощности 4 и подаются на серводвигатели, управляющие положением координатора или его оптических элементов. Систему фазируют так, чтобы при вращении роторов серводвигателей устранялось рассогласование между осью координатора и направлением на отслеживаемый объект.

Если не учитывать переходные процессы, ось координатора непрерывно совмещается с линией дальности. Для получения сигнала, пропорционального угловой скорости линии дальности, применяют тахогенераторы, кинематически связанные с валами серводвигателей. Эти же тахогенераторы можно использовать как элементы гибкой обратной связи.

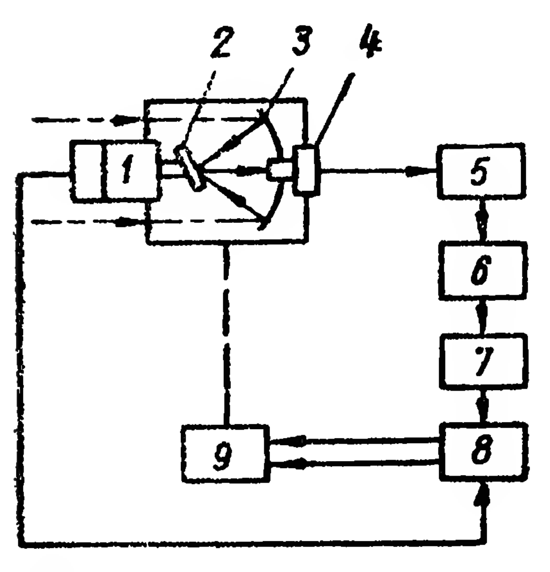


Рис 1.14. Функциональная схема следящей системы с гидравлическим приводом:

1 — двигатель и генератор опорного напряжения; *2*, *3* — вторичное и первичное зеркала; *4* — приемник излучения; *5* — усилитель фототока; *6* — ограничитель; *7* — дискриминатор; *8* — фазовый детектор; *9* — гидропривод

Высокими динамическими характеристиками обладают следящие системы с *гидравлическим приводом*. Для примера рассмотрим систему, функциональная схема которой показана на рис. 1.14. Зеркальный объектив координатора имеет диаметр первичного зеркала 152,4 мм и угол зрения 1°. Вторичное сканирующее зеркало вращается электродвигателем малой мощности с частотой 20 1/с. Падающий поток модулируется с частотой 1000 Гц с помощью диска, имеющего радиально-штриховую сетку прозрачных и непрозрачных полос.

Выходное напряжение усилителя фототока после ограничения подается на дискриминатор, который воспроизводит сигналы огибающей, изменяющейся с частотой 50 Гц. Фазовый детектор сравнивает этот сигнал с напряжением опорного генератора, ротор которого вращается синхронно со сканирующим зеркалом. Управляющий сигнал с фазового детектора (разложенный по двум каналам управления) поступает на сервоклапаны гидропривода, совмещающего оптическую ось координатора с направлением на объект. Сигналы постоянного тока, пропорциональные угловому положению отслеживаемого объекта, выдаются прецизионными потенциометрами, питаемыми стабилизированным напряжением [1].

По данным фирмы, точность определения угловых координат объекта при работе в средней области зоны обзора составляет 0,005°; при отношении сигнал/шум больше двух, максимальная скорость автоматического сопровождения в пределах углов ±45° составляет 10 град/с. Объем, занимаемый следящей системой, 0,2 м³.

В одной из конструкций следящей системы применены миниатюрные гидродвигатели, каждый из которых имеет массу 115 г, диаметр 32 мм и развивает момент 468 Н · см (46,8 кг · см) при давлении гидросмеси $7 \cdot 10^{-2}$ Па (70 кг/см²). При использовании

в данном устройстве электрических двигателей (вместо гидравлических) каждый из них имел бы массу 675 г и диаметр 45 мм [31].

В отличие от следящих систем с гироскопическим приводом, следящие системы с электромеханическими и гидравлическими приводами не имеют «развязки» относительно корпуса отслеживаемого объекта поэтому угловые движения корпуса, неизбежные при полете ракеты, воспроизводятся следящим устройством самонаведения, что является нежелательным.

Следящая система авиационного автоматического секстанта. Авиационные секстанты предназначены для измерения углов

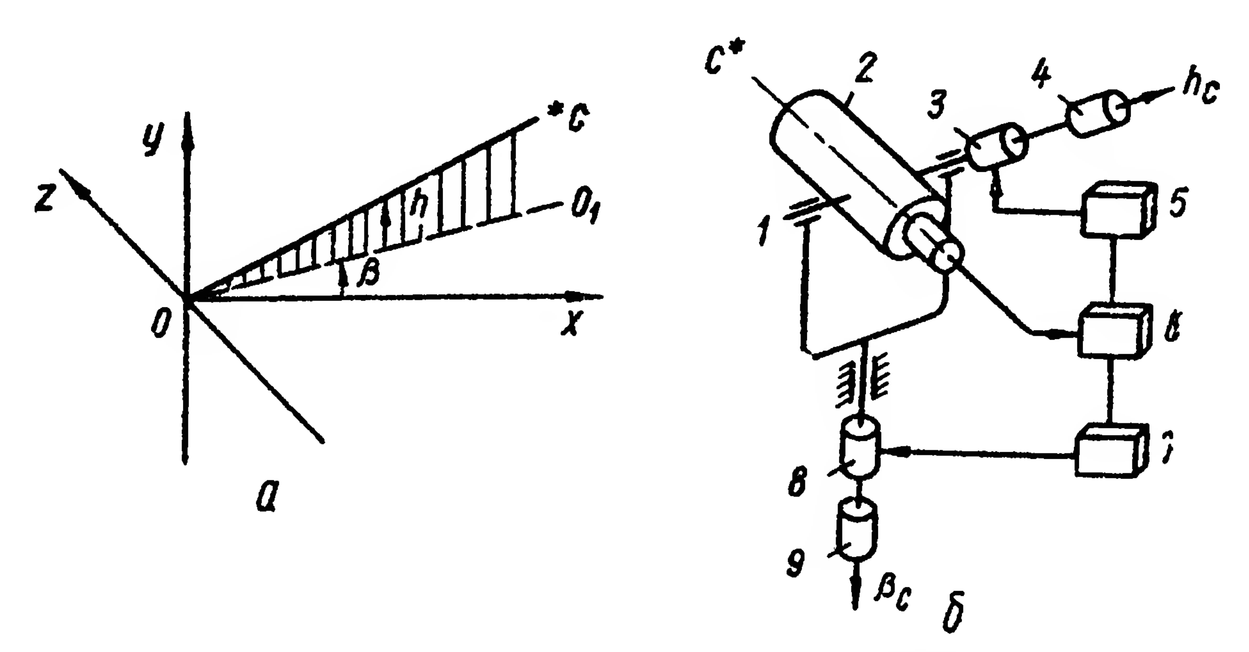


Рис. 1.15. К пояснению углов, измеряемых автоматическим секстантом (a), и его функциональная схема ($б$)

между некоторыми опорными (заданными) направлениями и направлением на навигационное светило. Знание этих углов необходимо для определения координат местонахождения летательного аппарата (ЛА).

Следящие системы авиационных автоматических секстантов по своей структуре аналогичны следящим системам гидирования телескопов. Углы, измеряемые автоматическим секстантом, показаны на рис. 1 15, *а*, где h — высота, β — курсовой угол светила C. Пеленгация светила осуществляется визиром, который вместе с жестко связанным с ним координатором *2* (рис. 1.15, *б*) размещен в карданном подвесе *1*. Выходные сигналы координатора по двум осям карданного подвеса после усиления в усилителях мощности *5* – *7* подаются в серводвигатели *3* и *8*, которые разворачивают визир и связанный с ним координатор до тех пор, пока оптическое изображение светила не совместится с оптической осью координатора. С датчиков углов поворота карданного подвеса *4* и *9* снимаются сигналы, пропорциональные угловым координатам светила h_c и β_c в системе координат, связанной с основанием, на котором размещен карданный подвес. Высота светила h и его курсовой угол β определяются по измеренным значениям h_c и β_c пересчетом их в систему координат $oxyz$ (рис. 1.15, *а*). При установке секстанта на гиростабилизированную платформу ось oy направляют по вертикали, а ось ox — по продольной оси ЛА. В этом случае на борту ЛА воспроизводится плоскость горизонта $oxyz$. Курсовой угол β светила определяется как угол между продольной осью ЛА

и плоскостью пеленгации Coo_1; высота светила h отсчитывается от плоскости горизонта xoz.

Лазерные системы слежения за воздушными объектами. В следящей системе, показанной на рис. 1.16 [1; 28], излучение лазера *1*, пройдя через оптический модулятор *2*, коллимирующую линзу *3* и систему неподвижных зеркал *4*, попадает на подвижное зеркало *10*, с помощью которого направляется на объект. Это же зеркало направляет отраженное от объекта излучение на параболическое зеркало *17*, которое формирует изображение объекта на фотокатоде диссектора *15*.

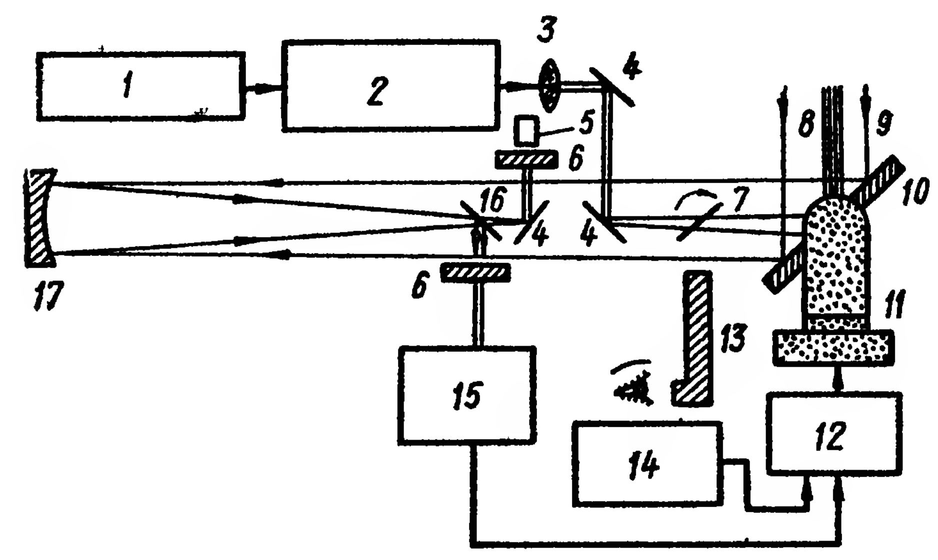


Рис. 1.16. Лазерная система слежения за воздушными объектами

Полупрозрачное зеркало *16*, установленное за параболическим зеркалом, раздваивает луч. Одна часть луча проходит через фильтр *6* с полосой пропускания 10 Å на ФЭУ *5*, который используется в дальномере. Другая часть луча через такой же фильтр попадает на координатор, основным элементом которого является диссектор *15*. Сигналы с выхода координатора используются для управления сервомеханизмами *12* следящего зеркала *10*.

Дальность измеряется по относительному сдвигу по фазе модулированного излученного *8* и отраженного *9* сигналов. Для этого излучение лазера модулируется по синусоидальному закону электрооптическим модулятором. Модуляция обеспечивает также дополнительную избирательность в тех случаях, когда необходимо выделить полезный сигнал от объекта, находящегося на окружающем фоне с резкими изменениями коэффициента отражения лазерного излучения.

С помощью ручного привода *14* и визира *13* с большим углом зрения оператор наводит зеркало *10* на цель; при появлении отраженных от объекта сигналов оператор откидывает зеркало *7* и переключает ручное управление на автоматический режим слежения за объектом. Зеркало *10* установлено в карданном подвесе *11* и поворачивается в двух взаимно перпендикулярных плоскостях серводвигателями постоянного тока. С осями подвеса зеркала кинематически связаны тахогенераторы, выполняющие роль гибкой обратной связи.

Параметры системы: статическая точность слежения по обеим осям — 19 мкрад; максимальная ошибка слежения за объектом, движущимся с угловым ускорением 0,6 рад/с^2, составляет 0,30 мрад; при меньшем ускорении ошибка снижается до 0,10 мрад; среднеквадратичная ошибка слежения за объектом, движущимся без ускорения, но с достаточно большой угловой скоростью — 0,025 мрад; минимальная мощность принимаемого сигнала 8×10^{-10} Вт.

Другая система слежения, отличающаяся повышенной точностью, состоит из двух каналов углового сопровождения и канала измерения дальности. Каждый канал углового сопровождения имеет две оси вращения: первичную, характеризующуюся большой угловой скоростью, и вторичную, обеспечивающую прецизионное сопровождение объекта. Перемещения осей каждого канала углового сопровождения происходят независимо, а затем суммируются. С первичной осью сервопривода связана оптическая система с углом зрения 10 мрад, которая воспринимает отраженное излучение лазера и собственно угловое излучение объекта; со вторичной осью связана оптическая система с углом зрения 1,5 мрад, воспринимающая и использующая только отраженное излучение лазера.

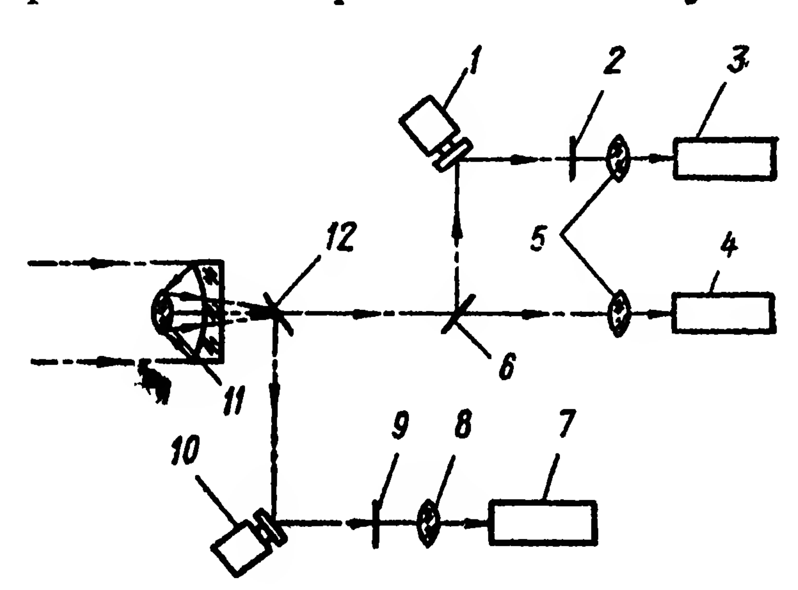


Рис. 1.17. Следящая система повышенной точности

Схема, поясняющая работу одного из каналов углового сопровождения и каналов измерения дальности, показана на рис. 1.17. Собственное и отраженное излучения объекта воспринимаются зеркальным объективом *11* диаметром 300 мм и попадают на дихроичный расщепитель луча *12*, пропускающий излучения лазера с длиной волны 0,6328 мкм и отражающий собственное излучение объекта в диапазоне длин волн 0,8...2,7 мкм. Последнее модулируется с помощью зеркала, укрепленного на оси маломощного двигателя *10* и неподвижного растра *9*, и через конденсор *8* попадает на приемник излучения *7* оптического координатора. Аналогично используется отраженное объектом лазерное излучение: одна часть его через полупрозрачное зеркало *6* и конденсор *5* попадает на ФЭУ *4* измерителя дальности, а другая часть модулируется зеркалом, вращаемым двигателем *1*, а также неподвижным растром *2*, и воспринимается диссектором *3* электронно-оптического координатора. При угловой скорости объекта 1 рад/с и угловом ускорении 1,5 рад/с^2 ошибка системы слежения не превышает 2,3 мрад для первичной оси сервопривода и 0,275 мрад — для вторичной.

Среди лазерных систем слежения широко распространены системы с квадрантными приемниками излучения. Схема одной из них показана на рис. 1.18 [43]. Лазер с модуляцией добротности на алюмоиттриевом гранате с неодимом излучает импульсы на длине волны 1,06 мкм длительностью 25 нс с частотой повторения 100 Гц; расходимость излучения 10 мрад, пиковая мощность 100 МВт. Для обеспечения безопасности обслуживающего персонала в схему введен регулятор уровня мощности с тремя диапазонами безопасных расстояний: 600, 60 и 6 м.

Первичное наведение излучения на совпровождаемый объект оператор производит вручную, поворачивая зеркало *5* относительно двух взаимно перпендикулярных осей. Отраженное излучение

через то же зеркало попадает на зеркальный объектив, который фокусирует излучение объекта на рассеивающий элемент, который выполнен из опалового стекла и предназначен для усреднения по сечению пучка флуктуаций, возникающих вследствие его распространения в турбулентной атмосфере. При дальнейшей перефокусировке в плоскость расположения квадрантного приемника излучения распределение энергии по пятну остаточных аберраций оказывается равномерным. Благодаря этому устраняется ошибка слежения, вызванная флуктуациями излучения в атмосфере.

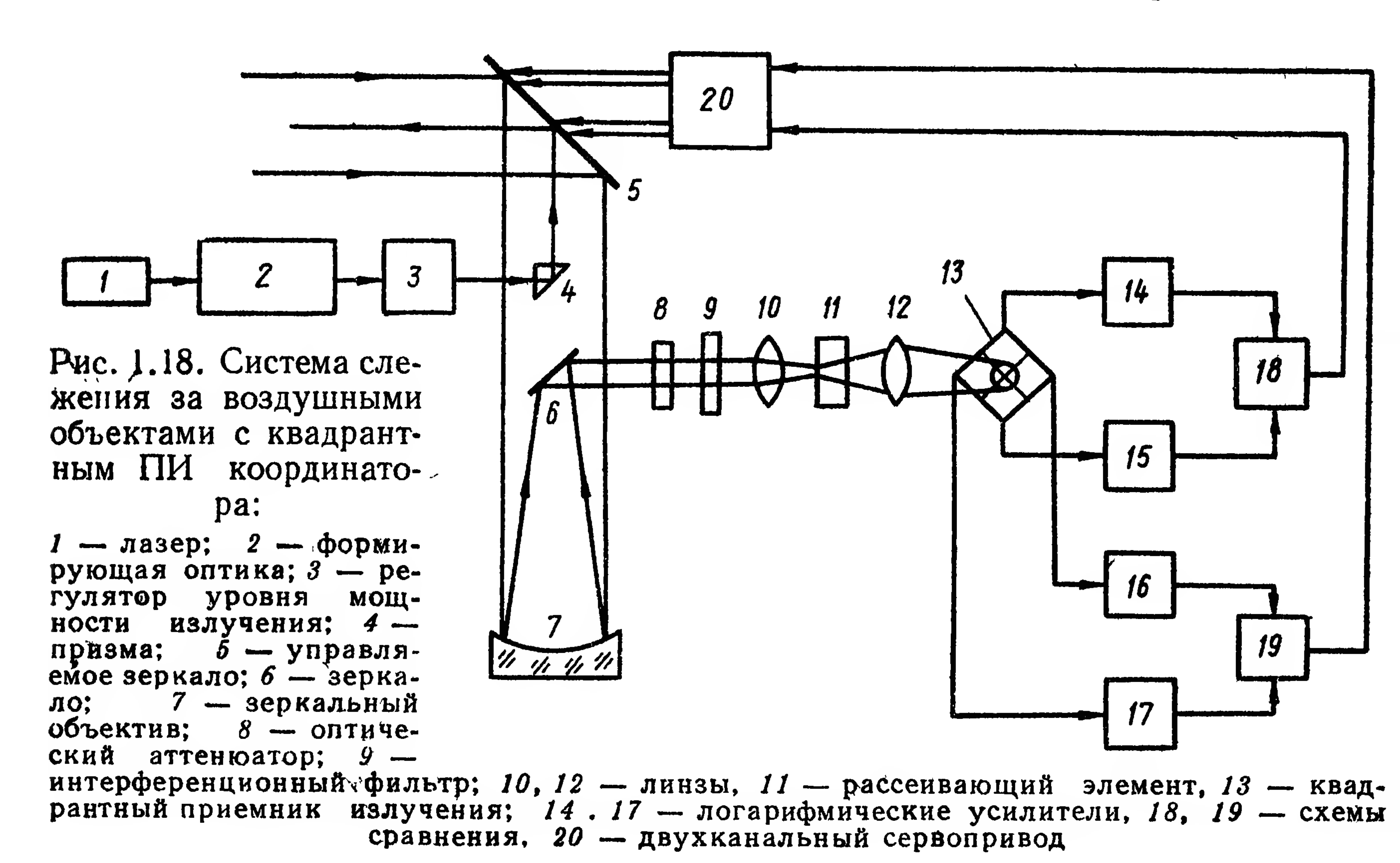


Рис. 1.18. Система слежения за воздушными объектами с квадрантным ПИ координатора:

1 — лазер; *2* — формирующая оптика; *3* — регулятор уровня мощности излучения; *4* — призма; *5* — управляемое зеркало; *6* — зеркало; *7* — зеркальный объектив; *8* — оптический аттенюатор; *9* — интерференционный фильтр; *10, 12* — линзы, *11* — рассеивающий элемент, *13* — квадрантный приемник излучения; *14 . 17* — логарифмические усилители, *18, 19* — схемы сравнения, *20* — двухканальный сервопривод

Чувствительные элементы приемника подключены попарно к логарифмическим усилителям; в схемах сравнения вырабатываются сигналы рассогласования, которые подаются в двухканальный сервопривод, управляющий поворотами зеркала *5* относительно двух взаимно перпендикулярных осей. Логарифмические усилители имеют динамический диапазон 60 дБ; их характеристики согласованы между собой с точностью ± 1 дБ, что позволяет отслеживать объект при достаточно больших перепадах уровня принимаемого сигнала. Точность слежения $\pm 0{,}1$ мрад.

Рассмотренные схемы следящих систем с ОЭК показывают, что они могут быть линейными и нелинейными, одно-, двух- и трехканальными с независимыми или взаимносвязанными каналами, самостоятельными системами автоматического управления или представлять часть более сложных систем.

Главным элементом рассматриваемых следящих систем, особенно при больших дальностях между отслеживаемым и управляемым объектами, следует считать оптико-электронный координатор. Его способность трансформировать входные оптические сигналы, определяемые координатами отслеживаемого объекта и характеристи-

ками окружающего его фона, в электрические сигналы, зависящие от времени, определяют специфические подходы к анализу и синтезу следящих систем с ОЭК.

3. СТРУКТУРНЫЕ СХЕМЫ ТИПОВЫХ СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМ С ОЭК

Упрощенная структурная схема одноканальной следящей системы с электромеханическим привoдом и линейным ОЭК показана на рис. 1.19, *а*. В качестве входной величины принят угол, характеризующий направление на отслеживаемый объект, а выходной — угол, определяющий направление оптической оси координатора. Координатор условно разделен на две части: оптическую систему,

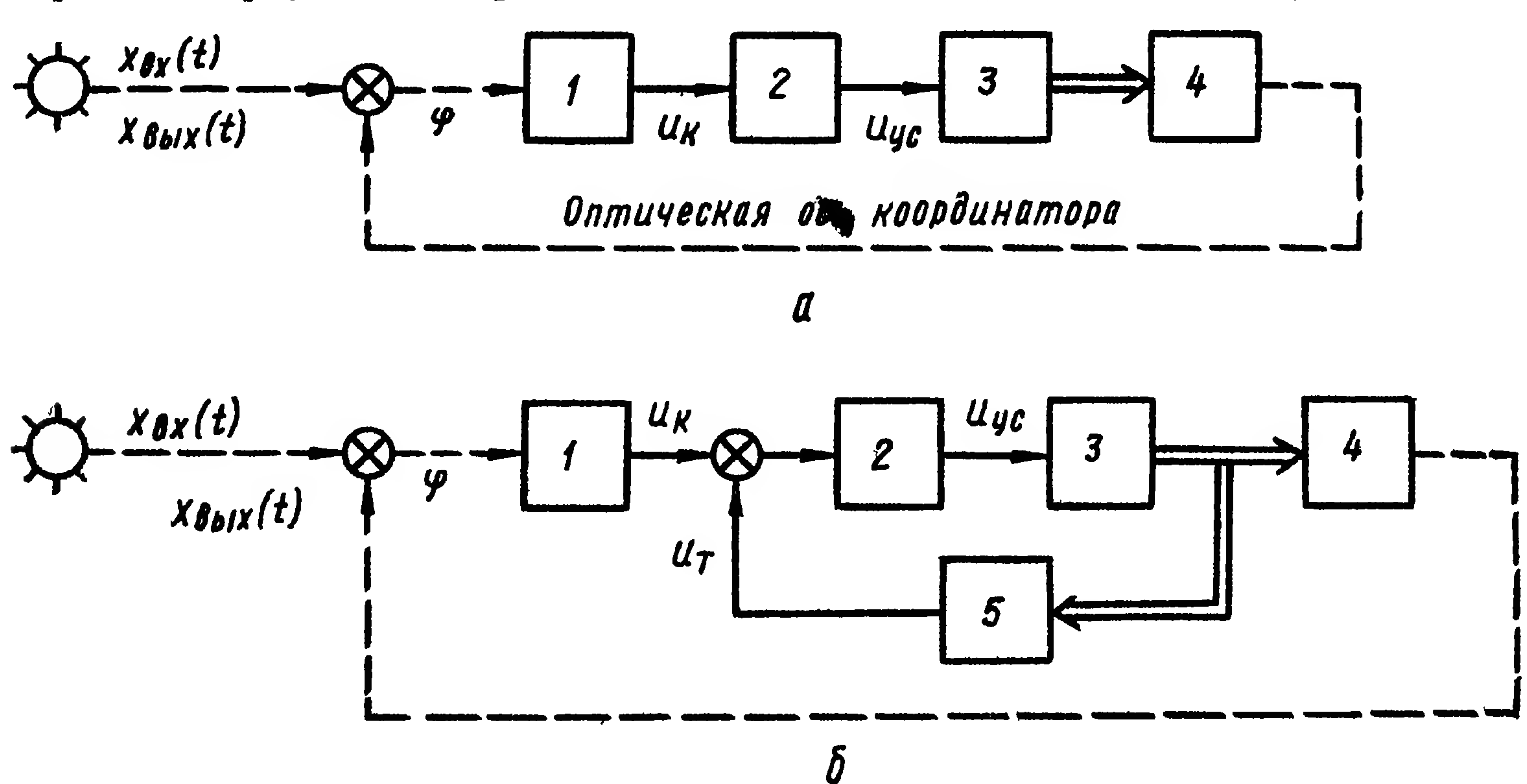


Рис 1 19 Структурная схема одноканальной следящей системы с электромеханическим приводом и линейным ОЭК

а — без тахогенератора; *б* — с тахогенератором; *1* — координатор; *2* — усилитель мощности, *3* — серводвигатель с передачей, *4* — оптическая система координатора; *5* — тахогенератор; → — электрические связи; — — → — оптические связи; ⇒ — кинематические связи

перемещаемую серводвигателем так, чтобы ее ось совмещалась с направлением на отслеживаемый объект, и оптико-электронное устройство, выходной сигнал которого пропорционален рассогласованию $\varphi = x_{вх} - x_{вых}$.

Считая координатор, усилитель мощности и серводвигатель линейными звеньями и принимая их передаточные функции в виде

$$W_к = k_к/(1 + pT_к), \quad W_{ус} = k_{ус}/(1 + pT_{ус}) \quad W_с = k_с/[(1 + pT_с)\, p],$$

где $k_к$, $k_{ус}$, $k_с$ и $T_к$, $T_{ус}$, $T_с$ — коэффициенты усиления и постоянные времени координатора, усилителя и двигателя соответственно; p — оператор дифференцирования, получаем выражение для передаточной функции следящей системы в разомкнутом состоянии:

$$W(p) = \frac{k}{p\,(1 + pT_к)\,(1 + pT_{ус})\,(1 + pT_с)}, \tag{1.1}$$

где $k = k_к k_{ус} k_с$ — коэффициент усиления системы.

Для улучшения показателей качества следящей системы в схему вводят тахогенератор (рис. 1.19, *б*). Напряжение $U_т$ на выходе тахогенератора пропорционально скорости вращения оптической оси координатора, т. е. с точностью до ошибок переходных процессов можно считать, что напряжение $U_т$ пропорционально угловой скорости линии визирования на отслеживаемый объект.

При наличии тахогенератора передаточная функция следящей системы в разомкнутом состоянии

$$W(p) = \frac{k}{(1+pT_к)\,[(1+pT_{ус})\,p\,(1+pT_с)+k_{ус}k_сk_т]}\,. \qquad (1.2)$$

В тех случаях, когда ОЭК является нелинейным звеном, для анализа следящей системы используются различные методы, известные из теории автоматического управления, например, метод гармонической линеаризации. Он позволяет достаточно просто определить параметры автоколебаний, часто возникающих в нелинейных системах.

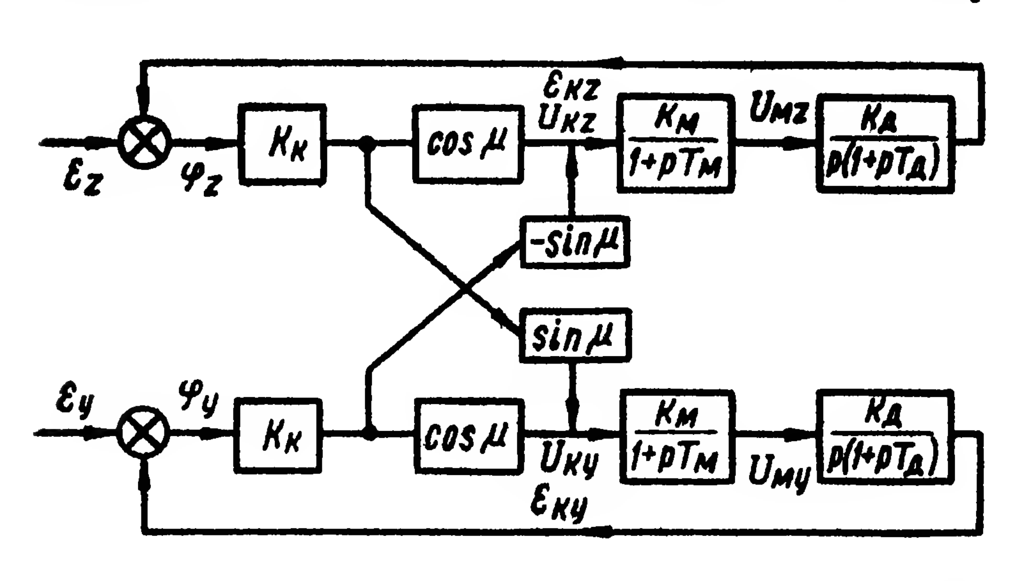


Рис. 1.20. Структурная схема двухканальной следящей системы с электромеханическим приводом

Двухканальная следящая система с электромеханическим приводом позволяет отслеживать излучающий объект в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Для составления структурной схемы такой системы будем считать координатор линейным безынерционным звеном и полагать, что усилители сигналов рассогласования по каждому из каналов управления (входящие в конструкцию координатора) идентичны по своим параметрам и вносят фазовый угол μ, появляющийся в результате неправильной фазировки системы. Обозначая $U_{кy}$ и $U_{кz}$ напряжения на выходе координатора, пропорциональные соответствующим составляющим φ_y и φ_z угла рассогласования в каналах управления, имеем

$$\left.\begin{aligned} U_{кz} &= k_к\varphi_z\cos\mu - k_к\varphi_y\sin\mu;\\ U_{кy} &= k_к\varphi_y\cos\mu + k_к\varphi_z\sin\mu, \end{aligned}\right\} \qquad (1.3)$$

где $\bar{k}_к = k_к e^{i\mu}$ — коэффициент пропорциональности между углом рассогласования $\bar{\varphi} = \varphi_z + i\varphi_y$ и амплитудой напряжения $\bar{U}_к = U_{кz} + iU_{кy}$ на входе усилителя мощности.

Используя ранее принятые обозначения и предполагая, что усилители мощности и серводвигатели обоих каналов управления имеют одинаковые параметры, составим структурную схему двухканальной следящей системы (рис. 1.20). Она имеет перекрестную антисимметричную связь, обусловленную наличием угла сдвига фаз μ. Если этот угол мал, то для каждого из каналов схема принимает вид, изображенный на рис. 1.19, *а*.

Для получения структурной схемы устройства автоматического сопровождения с гироскопическим следящим приводом составим уравнения, характеризующие процессы в отдельных его звеньях.

На рис. 1.6 нанесены две системы координат: система $ox_кy_кz_к$, связанная с гироскопом, и неподвижная система $oxyz$. Положение цели относительно главной оси $ox_к$ гироскопа (совпадающей с осью координатора) определяется комплексным углом $\bar{\varphi} = \varphi_z + i\varphi_y$, а относительно оси ox — комплексным углом $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_z + i\varepsilon_y$. Угол рассогласования $\bar{\varphi} = \bar{\varepsilon} - \bar{\varepsilon}_к$, где $\bar{\varepsilon}_к = \varepsilon_{кz} + i\varepsilon_{кy}$ — комплексный угол, характеризующий положение оси координатора в неподвижной системе координат.

Очевидно,

$$\varphi_z + i\varphi_y = \varepsilon_z + i\varepsilon_y - \varepsilon_{кz} - i\varepsilon_{кy} = \varepsilon_z - \varepsilon_{кz} + i(\varepsilon_y - \varepsilon_{кy}), \quad (1.4)$$

откуда

$$\varphi_z = \varepsilon_z - \varepsilon_{кz}; \quad \varphi_y = \varepsilon_y - \varepsilon_{кy}.$$

Уравнение координатора запишем в предположении, что он является апериодическим звеном. При наличии фазового угла, появляющегося в результате неправильной фазировки системы, можно записать

$$U_{кz} = k_к\varphi_z\cos\mu - k_к\varphi_y\sin\mu; \quad U_{кy} = k_к\varphi_y\cos\mu + k_к\varphi_z\sin\mu, \quad (1.5)$$

где $\bar{U}_к = U_{кz} + iU_{кy}$ — напряжение на выходе координатора; $\bar{\varphi} = \varphi_z + i\varphi_y$ — угол рассогласования; $\bar{k}_к = k_к e^{i\mu}$ — комплексный коэффициент усиления координатора.

Обозначая $k_м$, $T_м$ и $U_м$ соответственно коэффициент усиления, постоянную времени и напряжение на выходе усилителя мощности и считая его апериодическим звеном, имеем

$$U_{мz,y} = \frac{k_м}{1 + pT_м} U_{кz,y}.$$

Напряжения $U_{мz,y}$ подаются перекрестным образом в коррекционные датчики моментов, вызывая появление на осях вращения рамок гироскопа моментов

$$M_{кz,y} = k_0 U_{мz,y}/(1 + pT_0),$$

где T_0 — постоянная времени; k_0 — коэффициент усиления датчиков моментов.

Под действием этих моментов возникает прецессия гироскопа. Приближенные уравнения движения гироскопа имеют вид

$$J_э\dot{\omega}_p + H\omega_q = M_{кy}; \quad J_э\dot{\omega}_q + H\omega_p = M_{кz}, \quad (1.6)$$

где $J_э$ — экваториальный момент инерции ротора, т. е. момент инерции ротора вокруг оси, проходящей через центр вращения и перпендикулярной главной оси гироскопа; $H = J\Omega$ — кинетический момент гироскопа; J — момент инерции ротора гироскопа относительно главной оси; ω_p, ω_q — проекции угловой скорости вращения гироскопа на оси oy и $oz_к$ соответственно.

Связь между скоростями ω_p и ω_q, углами $\varepsilon_{\text{к}y}$ и $\varepsilon_{\text{к}z}$ выражается приближенными равенствами $\omega_p \approx \varepsilon_{\text{к}z}$; $\omega_q \approx -\varepsilon_{\text{к}y}$, справедливыми для малых углов отклонения.

После подстановки значений моментов $M_{\text{к}z,y}$ уравнения (1.6) запишем в операторной форме:

$$J_э p^2 \varepsilon_{\text{к}z} - H p \varepsilon_{\text{к}y} = -\frac{k_0}{1 + pT_0} U_{\text{м}y};$$

$$-J_э p^2 \varepsilon_{\text{к}y} - H p \varepsilon_{\text{к}z} = -\frac{k_0}{1 + pT_0} U_{\text{м}z},$$

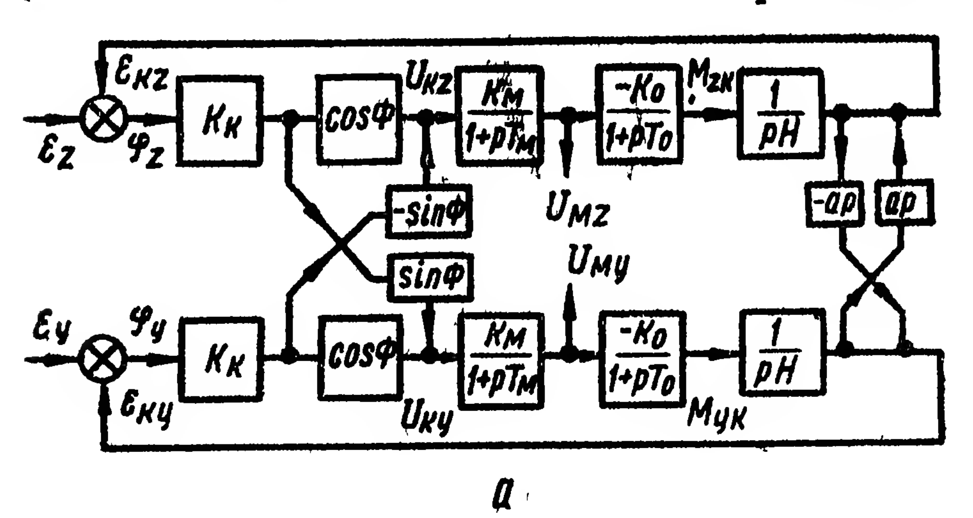
откуда

$$\varepsilon_{\text{к}z} = \frac{k_0}{pH(1 + pT_0)} U_{\text{м}z} + ap\varepsilon_{\text{к}y};$$

$$\varepsilon_{\text{к}y} = \frac{k_0}{pH(1 + pT_0)} U_{\text{м}y} - ap\varepsilon_{\text{к}z},$$

где $a = J_э/H = J_э/(J\Omega)$.

На основании полученных уравнений структурную схему устройства автоматического сопровождения с гироскопическим приводом можно представить так, как показано на рис. 1.21, *а*. Схема имеет две перекрестные связи между каналами, обусловленные наличием угла фазирования ψ и экваториального момента инерции $J_э$.



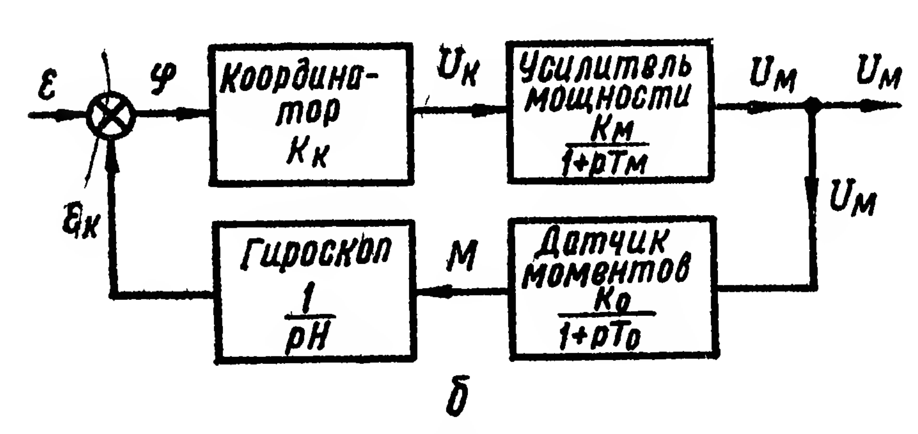


Рис 1.21. Структурная (*а*) и упрощенная структурная (*б*) схемы для одного из каналов управления следящей системы с гироскопическим приводом

Если угол фазирования мал, а $J_э \ll J\Omega$, то перекрестными связями можно пренебречь. В этом случае каналы становятся автономными и структурная схема для каждого из них принимает вид, изображенный на рис. 1.21, *б*, где индексы, указывающие на принадлежность к тому или другому каналу, опущены, так как каналы идентичны.

Передаточная функция одного из каналов следящей системы в разомкнутом состоянии имеет вид

$$W(p) = k/[p(1 + pT_{\text{м}})(1 + pT_0)],$$

где $k = k_{\text{м}} k_{\text{к}} k_0 / H$.

Следящую систему устройства самонаведения (с гироскопическим приводом) можно рассматривать как измеритель угловой скорости линии визирования (линии дальности). В самом деле, заменяя пос-

ледовательное соединение звеньев с передаточными функциями $W_к = k_к$ и $W_0 = \frac{k_м}{1 + pT_м}$, охваченных отрицательной обратной связью с передаточной функцией $W_{о\,с} = \frac{k_0}{pH(1 + pT_0)}$ (рис. 1.21, *б*), можно записать передаточную функцию эквивалентного звена (передаточную функцию системы в замкнутом состоянии) в виде

$$W_{экв}(p) = \frac{U_{вых}}{\varepsilon} = \frac{W_к W_м}{1 + W_к W_м W_{о\,с}} =$$

$$= \frac{(H/k_0)(1 + pT_0)\,p}{1 + \frac{p}{k} + \frac{p^2}{k}(T_м + T_0) + \frac{p^3}{k} T_м T_0},$$

(где по-прежнему $k = k_{t} k_{и} k_{к}/H$).

Таким образом,

$$U_{вых} = \frac{(H/k_0)(1 + pT_0)}{1 + \frac{p}{k} + \frac{p^2}{k}(T_м + T_0) + \frac{p^3}{k} T_м T_0}\, p\varepsilon,$$

т. е. выходной сигнал $U_{вых}$ следящей системы пропорционален (с точностью до ошибок переходного процесса) угловой скорости $p\varepsilon$ линии дальности. Это позволяет использовать следящую систему устройств самонаведения ракет для реализации так называемого метода пропорционального наведения, при котором угловая скорость вектора скорости центра масс ракеты пропорциональна угловой скорости линии дальности.

Глава 2

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ КООРДИНАТОРЫ С МОДУЛЯЦИЕЙ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ

1. НАЗНАЧЕНИЕ, ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И КЛАССИФИКАЦИЯ ОЭК

Координаторами называют устройства, служащие для автоматического непрерывного или дискретного определения угла (угла рассогласования) между заданной осью и направлением на неподвижный или движущийся объект.

Обычно в следящих системах для формирования сигналов управления необходимо знать проекции угла рассогласования на две взаимно перпендикулярные плоскости управления: продольную и поперечную. Проекцию угла рассогласования φ на продольную плоскость обозначают φ_y, а на поперечную — φ_z. Выходными величинами ОЭК являются напряжения, зависящие от составляющих φ_y и φ_z угла рассогласования.

Действие ОЭК основано на различии в параметрах собственного или отраженного излучения объекта и окружающего его фона. Угол рассогласования и его составляющие в двух взаимно перпендикулярных плоскостях управления определяются по положению изображения объекта в фокальной плоскости оптической системы.

Если угол рассогласования $\varphi = 0$, изображение объекта совпадает с точкой o фокальной плоскости оптической системы (рис. 2.1), через которую проходит оптическая ось ox. При наличии угла рассогласования изображение объекта смещается относительно точки o на некоторое расстояние ρ, зависящее от этого угла. Обозначая $f_{об}$ — фокусное расстояние объектива оптической системы и имея в виду, что в процессе работы координатора углы рассогласования φ не превышают 5...10°, в соответствии с рис. 2.1 находим уравнения, характеризующие линейные отклонения изображения объекта:

$$\rho = f_{об}\,\mathrm{tg}\,\varphi \approx f_{об}\,\varphi; \quad \rho_y = f_{об}\,\mathrm{tg}\,\varphi_y \approx f_{об}\varphi_y; \quad \rho_z = f_{об}\,\mathrm{tg}\,\varphi_z \approx f_{об}\varphi_z,$$

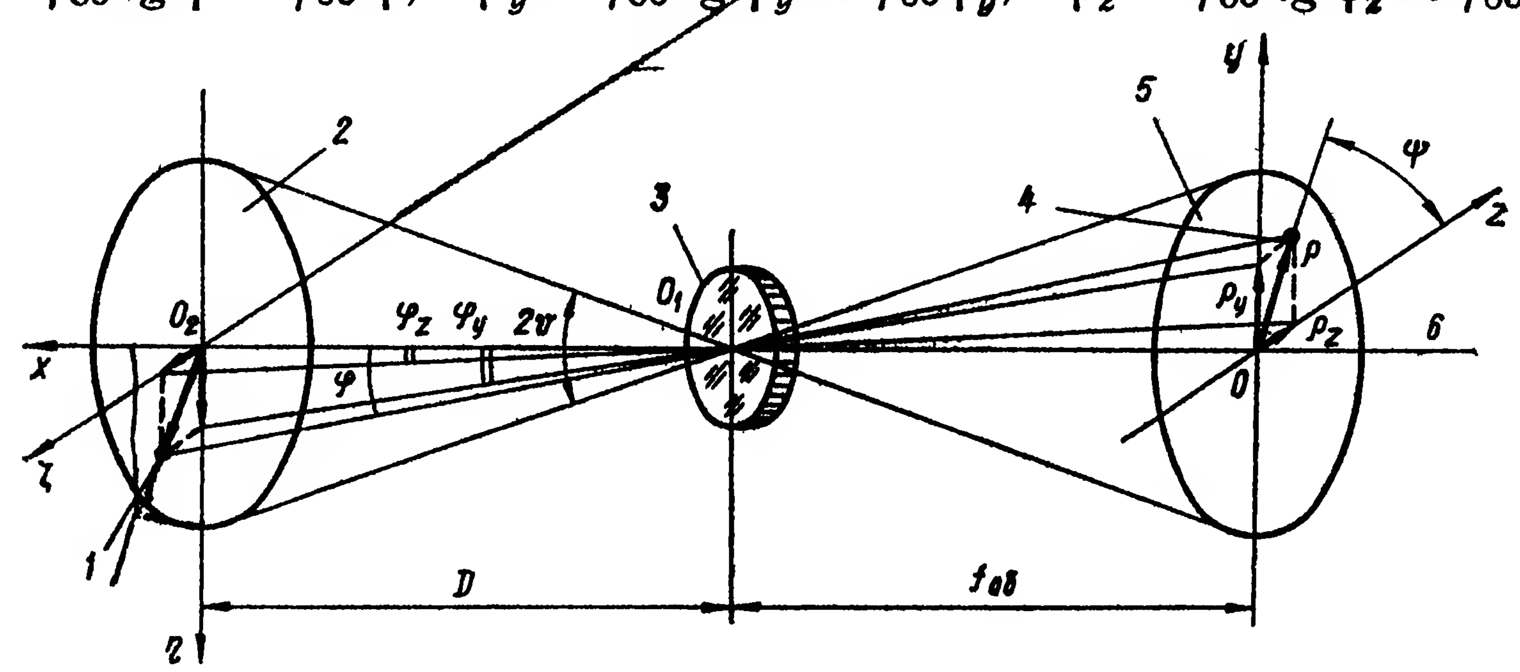


Рис 2 1. К пояснению принципа определения угловых координат отслеживаемого объекта ОЭК:

1 — объект; 2 — плоскость расположения объекта; 3 — объектив; 4 — изображение объекта, 5 — фокальная плоскость объектива; 6 — ось координатора

где φ_y и φ_z — проекции угла рассогласования φ на продольную $o_1o_2\eta$ и поперечную $o_1o_2\xi$ взаимно перпендикулярные плоскости управления.

Принцип действия ОЭК заключается в следующем. Изображение объекта проектируется оптической системой (объективом) на фокальную плоскость. Контрастность объекта, обусловленная тем, что его энергетическая яркость отличается от энергетической яркости других предметов, образующих фон, позволяет получить на выходе приемника излучения различные сигналы от объекта и фона. С помощью усилителя фототока и оптических спектральных фильтров сигналы от фона ослабляются, а от объекта — усиливаются. Специальные анализирующие элементы определяют координаты ρ_y и ρ_z изображения объекта в фокальной плоскости, характезующие составляющие φ_y и φ_z угла рассогласования.

Оптико-электронные координаторы состоят из элементов (выполняющих определенные функции), основными из которых являются:

о п т и ч е с к а я с и с т е м а, собирающая поток излучения объекта и концентрирующая его на чувствительный элемент ПИ;

п р и е м н и к и з л у ч е н и я, преобразующий приходящую к нему энергию оптического излучения в электрический ток;

о п т и ч е с к и й ф и л ь т р, ослабляющий излучение фона;

анализирующий элемент, служащий для анализа картинной плоскости и определения координат изображения объекта;

усилитель фототока с устройствами для автоматической регулировки усиления;

схема выделения напряжений, зависящих от составляющих угла рассогласования в двух взаимно перпендикулярных плоскостях.

В дальнейшем изложении используется следующая терминология:

поле зрения координатора — угол 2ϑ (см. рис. 2.1) у вершины конуса, связанной с оптической системой. Образующая этого конуса равна максимальной дальности действия координатора D_{max}. Объект, находящийся в любой точке конуса, проецируется на чувствительный элемент ПИ и вызывает появление сигнала на его выходе;

ось координатора — линия в пределах поля зрения, характеризующаяся тем свойством, что при неподвижном положении объекта в любой точке линии напряжения на выходе координатора равны нулю. Во многих случаях осью координатора служит ось его оптической системы;

плоскость рассогласования — плоскость, проходящая через ось координатора и направление на объект (линия, соединяющая центр входного зрачка оптической системы координатора с объектом);

угол фазирования — угол ψ (см. рис. 2.1), определяющий положение плоскости рассогласования относительно плоскости o_1oz, принимаемой за отсчетную

По принципу устройства ОЭК можно разделить на два основных класса: с модуляцией потока излучения, падающего на чувствительную площадку ПИ, и без модуляции потока излучения. Особую группу координаторов второго класса образуют ОЭК, основанные на использовании приборов с зарядовой связью (ПЗС). Они имеют большую перспективу развития, хотя и являются достаточно сложными устройствами.

Главные характеристики и параметры координатора:

пеленгационные характеристики, представляющие зависимости выходных напряжений координатора от составляющих угла рассогласования в двух взаимно перпендикулярных плоскостях $U_y = U_y(\varphi_y)$ и $U_z = U_z(\varphi_z)$. Обычно эти характеристики идентичны для обеих плоскостей рассогласования, поэтому под его пеленгационной характеристикой понимают зависимость $U = U(\varphi)$ для любой плоскости;

среднеквадратичная ошибка $\overline{\varphi^2}$ в измерении угла рассогласования (или его составляющих в двух взаимно перпендикулярных плоскостях);

передаточная функция $W(p)$, характеризующая инерционные свойства координатора. Обычно инерционностью координатора пренебрегают, считая $W(p)$ равным коэффициенту усиления; иногда принимают $W(p) = k/(1 + pT_к)$, т. е. считают

координатор апериодическим звеном с постоянной времени $T_к$;

пространственно-частотная передаточная функция $W(i\mu, i\nu)$, отображающая селективные свойства координатора по отношению к пространственно разнесенным объектам.

Оптико-электронные координаторы являются наиболее важными элементами следящих систем, так как определяют точность и надежность их работы. Этим объясняется большое разнообразие схем и конструкций координаторов и непрерывные стремления инженеров-конструкторов разработать «оптимальный» ОЭК, наилучшим образом удовлетворяющий поставленным техническим требованиям.

2. НАЗНАЧЕНИЕ И ВИДЫ МОДУЛЯЦИИ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ

Модуляцию оптического излучения применяют в ОЭК для получения потоков излучения с определенными параметрами, изменяющимися во времени по заданному закону. Модуляция осуществляется с помощью модуляторов, помещаемых перед чувствительным элементом ПИ. В качестве модуляторов используют колеблющиеся и вращающиеся заслонки, призмы, зеркала, а также вращающиеся диски с растрами. Растром называют совокупность подобных

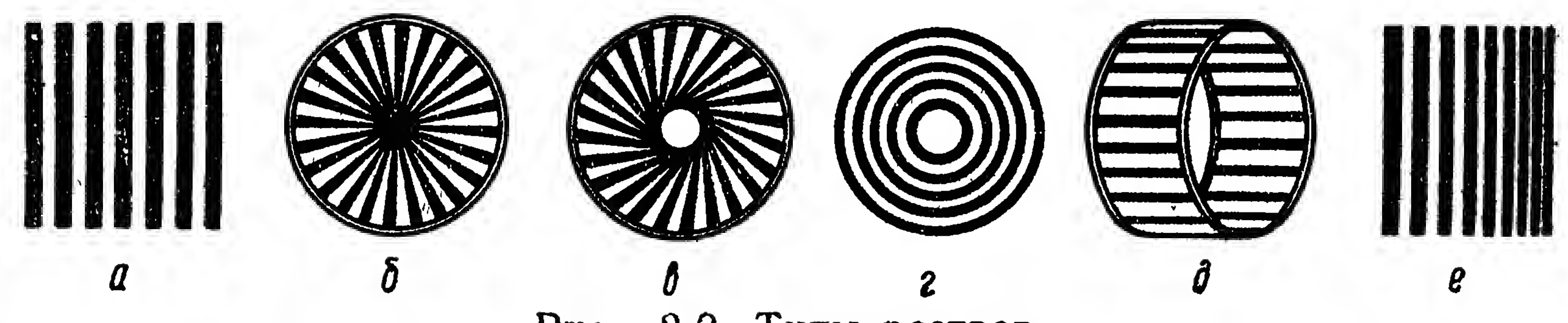


Рис. 2.2. Типы растров

элементов, образующих периодическую структуру и воздействующих на поток излучения как единое целое. В ОЭК применяют растры, выполненные в виде системы прозрачных и непрозрачных элементов. На рис. 2.2 для примера показано несколько растров. Параллельный растр (рис. 2.2, *а*) представляет совокупность параллельных прозрачных и непрозрачных полос. В радиальном растре на рис. 2.2, *б* непрозрачные элементы расходятся в виде лучей из одного центра. Элементы радиального растра на рис. 2.2, *в* являются касательными к окружности малого радиуса. В кольцевом растре (рис. 2.2, *г*) модулирующие элементы выполнены в виде концентрических колец.

Растр можно располагать не только в одной плоскости (плоский растр), но и наносить на поверхность цилиндра (рис. 2.2, *д*) или конуса. Элементы растра обычно выполняют с постоянным линейным или угловым шагом (регулярный растр). В некоторых случаях растры наносят с линейно изменяющимся шагом (рис. 2.2, *е*), по однозаходной или многозаходной спирали Архимеда и даже с хаотическим расположением отдельных элементов.

При перемещении модулирующего диска с растром относительно изображения объекта (или при перемещении изображения относительно неподвижного диска) в цепи ПИ, расположенного за моду-

лирующим диском, периодически возникают импульсы тока, несущие информацию о положении объекта в поле зрения координатора. Электронной обработкой этих импульсов выделяют сигналы, зависящие от угловых координат движущегося объекта и необходимые для его автосопровождения.

Теплоизлучающие объекты, как правило, наблюдаются в сочетании с окружающим их фоном, который также может быть источником теплового излучения. Обычно линейные размеры объектов и фонов резко различаются, что позволяет использовать модулирующие устройства для так называемой пространственной фильтрации, осуществляющей различение сигналов, вызываемых малоразмерным (точечным) объектом и протяженным фоном *. Таким образом, модуляция воспринимаемого потока излучения позволяет решать следующие три задачи:

преобразовывать поток излучения от различных участков просматриваемого теплового поля в соответствующие сигналы, являющиеся функциями времени;

определять угловые координаты теплоизлучающего объекта, отличающегося по энергетическим характеристикам излучения от окружающего фона;

отфильтровывать сигналы, создаваемые малоразмерным объектом, от сигналов протяженного фона, т. е. осуществлять пространственную фильтрацию.

Модулирующие диски имеют круглую форму и приводятся во вращение маломощным электродвигателем. Встречаются также конструкции с неподвижным диском, относительно которого вращается изображение источника излучения. Такие системы часто называют *нутационными*, а окружность вращения изображения — *окружностью нутации*. Нутационные системы дают возможность более гибко применять различные виды модуляции, но главным их преимуществом является наличие несущей частоты при нулевом смещении изображения относительно нейтральной точки. Конфигурацией и взаимным расположением (сочетанием) прозрачных и непрозрачных элементов модулирующего диска можно обеспечить все известные виды модуляции.

В отличие от радиотехнических систем средняя мощность модулированного оптического сигнала меньше мощности сигнала до его модуляции, так как процесс оптической модуляции приводит к уменьшению падающего потока. Отношение средней мощности модулированного излучения, воспринимаемого приемником, к мощности излучения до его модуляции называют КПД модуляции.

Простейшие типы модулирующих дисков осуществляют только периодическое прерывание потока излучения, проходящего через оптическую систему. Это дает возможность повысить пороговую чувствительность прибора за счет применения электронных усилителей переменного тока с узкой полосой пропускания вместо усилителей постоянного тока, с которыми связаны неприятные проблемы

* Вопросы пространственной фильтрации подробно рассмотрены в гл. 5.

дрейфа нуля. Первое использование модуляторов такого типа описано в 1928 г. Пфундом [29]. Он применил маятник с периодом колебаний 1,5 с для прерывания потока, падающего на термоэлемент. Последний был подсоединен к гальванометру, настроенному на частоту колебаний с периодом 1,5 с. В литературе 30-х годов содержатся многочисленные описания радиометров и спектрометров, в которых использован этот прием.

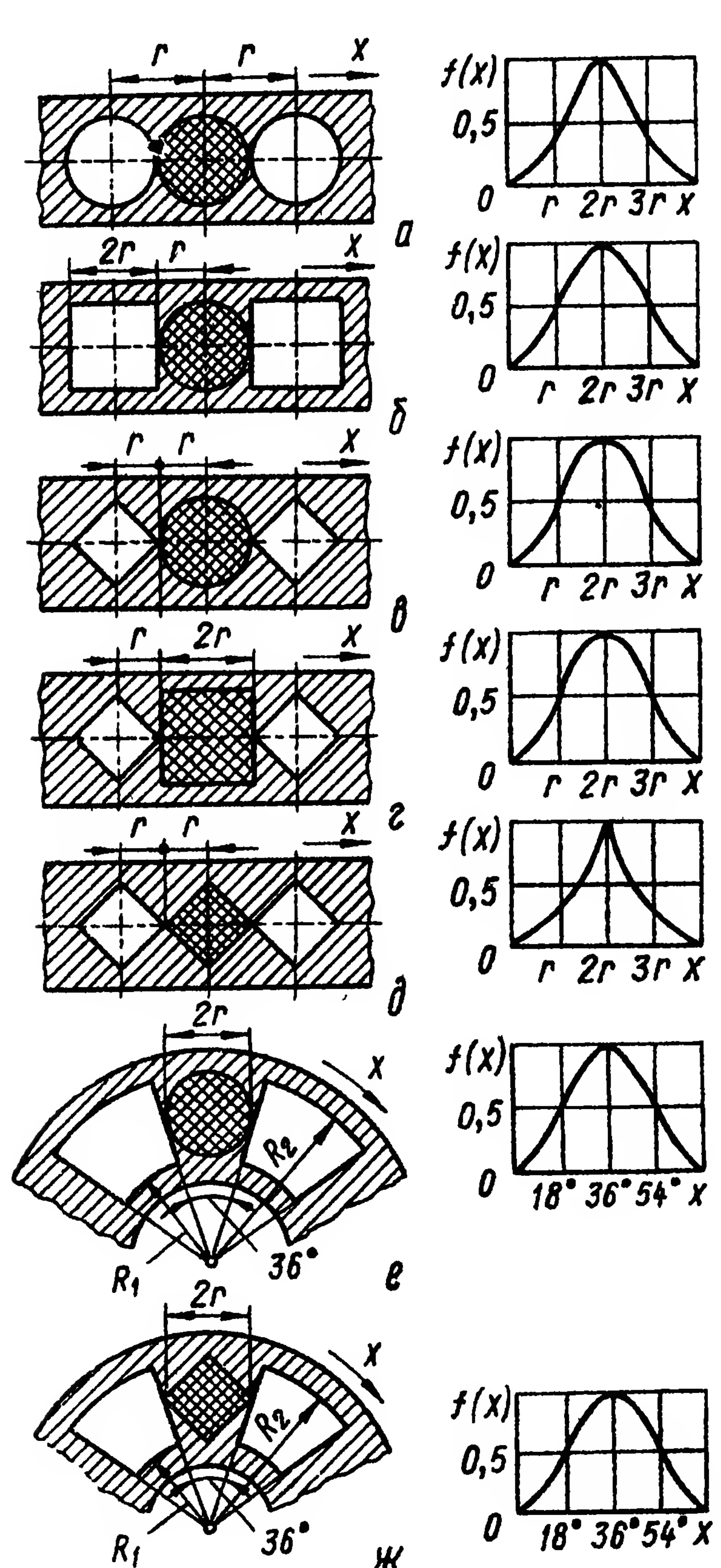


Рис 2 3. Кривые модуляции, получающиеся при пересечении изображения объекта прозрачными элементами модулятора

Рассмотрим вид кривых модуляции (рис. 2.3), получающихся при пересечении изображения теплоизлучающего объекта прозрачными элементами модулирующего диска. Предположим, что изображение источника излучения является равноярким и имеет форму круга радиусом r, а прозрачный элемент перемещается поступательно относительно этого изображения (рис. 2.3, *а*), тогда кривая модуляции $f(x)$ описывается уравнением

$$f(x) = \frac{1}{\pi}\left\{\arccos\left[2 \times \left(\frac{r - x/2}{r}\right)^2 - 1\right] - 2\,\frac{r - x/2}{r}\sqrt{1 - \left(\frac{r - x/2}{r}\right)^2}\right\},$$

где $0 \leqslant x \leqslant 2r$ — координата, характеризующая положение прозрачного элемента относительно изображения источника излучения; $f(x) = \sigma(x)/\sigma_{max}$; $\sigma(x)$ — текущее значение площади изображения, просматриваемой через прозрачный элемент модулирующего диска; $\sigma_{max} = \pi r^2$ — максимальное значение $\sigma(x)$.

Если прозрачный элемент-квадрат со стороной $2r$, а изображение источника излучения — окружность радиуса r (рис. 2.3, *б*), то кривая модуляции описывается уравнением

$$f(x) = \frac{1}{2\pi}\left\{\arccos\left[2\left(\frac{r - x}{r}\right)^2 - 1\right] - 2\,\frac{r - x}{r}\sqrt{1 - \left(\frac{r - x}{r}\right)^2}\right\}.$$

Ниже приводятся уравнения кривых модуляции для различных форм прозрачных элементов модулирующего диска и изображения источника излучения.

Прозрачный элемент — квадрат со стороной $r\sqrt{2}$, изображение источника излучения — окружность радиуса r (рис. 2.3, *в*):

$$f(x) = \frac{\pi}{8} + \frac{1}{4r^2}\left[(r-x)^2 - (r-x)\sqrt{r^2+2rx-x^2}\right] - \frac{1}{2}\arcsin\frac{r-x}{\sqrt{2}r}, \quad 0 \leqslant x \leqslant r(3-\sqrt{2});$$

$$f(x) = \frac{1}{4r^2}(x-r)^2 - \frac{3}{8\pi} + \arcsin\frac{3r-x}{\sqrt{2}r} + \frac{1}{2}\arcsin\frac{x-r}{\sqrt{2}r} + \frac{3r-x}{2r^2}\sqrt{6rx-x^2-7r^2} + \frac{1}{4r^2}(x-r)\sqrt{r^2-2rx-x^2},$$

$$r(3-\sqrt{2}) \leqslant x \leqslant 2r.$$

Прозрачный элемент — квадрат со стороной $r\sqrt{2}$, изображение источника излучения — квадрат со стороной $2r$ (рис. 2.3, *г*):

$$f(x) = x^2/(2r^2); \quad 0 \leqslant x \leqslant r;$$

$$f(x) = 1 - (2r-x)^2/(2r^2); \quad r \leqslant x \leqslant 2r.$$

Прозрачный элемент и изображение источника излучения — квадраты со стороной $r\sqrt{2}$ (рис. 2.3, *д*):

$$f(x) = x^2/(4r^2), \quad 0 \leqslant x \leqslant 2r.$$

Прозрачный элемент вращается и имеет форму сектора; изображение источника излучения — окружность радиуса r (рис. 2.3, *е*):

$$f(x) = \frac{1}{\pi}\arcsin\left[1/r\sqrt{(r^2-R_1R_2)\sin^2 x + 2r\sqrt{R_1R_2}\sin x\cos x} - \frac{1}{\pi r^2}(r\cos x - \sqrt{R_1R_2}\sin x) \times \sqrt{(r^2-R_1R_2)\sin^2 x + 2r\sqrt{R_1R_2}\sin x\cos x}\right],$$

$$0 \leqslant x \leqslant \arcsin(2r/(R_1+R_2));$$

$$f(x) = \frac{1}{\pi}\left[\pi - \arcsin\frac{1}{r}\sqrt{(r^2-R_1R_2)\sin^2 x + 2r\sqrt{R_1R_2}\sin x\cos x} + \frac{1}{\pi r^2}(\sqrt{R_1R_2}\sin x - r\cos x) \times \sqrt{(r^2-R_1R_2)\sin^2 x + 2r\sqrt{R_1R_2}\sin x\cos x}\right],$$

$$\arcsin(2r/(R_1+R_2)) \leqslant x \leqslant 2\arcsin(2r/(R_1+R_2)).$$

Прозрачный элемент вращается и имеет форму сектора; изображение источника излучения — квадрат со стороной $r\sqrt{2}$ (рис. 2.3, *ж*):

$$f(x) = \frac{[4r^2+(R_1+R_2)^2]^2\sin^2 x}{8r^2\{[(R_1+R_2)^2-4r^2](\cos^2 x - \sin^2 x) + 8r(R_1+R_2)\sin x\cos x\}},$$

$$0 \leqslant x \leqslant \operatorname{arctg} 2r/(R_1 + R_2);$$

$$f(x) = \frac{[(R_1+R_2)^2+4r^2]\,\{8r\,(R_1+R_2)\sin x \cos x - 8r^2\cos^2 x - [(R_1+R_2)^2-4r^2]\sin^2 x\}}{8r^2\,\{[(R_1+R_2)^2-4r^2](\cos^2 x - \sin^2 x) + 8r\,(R_1+R_2)\sin x \cos x\}},$$

$$\operatorname{arctg}(2r/(R_1+R_2)) \leqslant x \leqslant 2\operatorname{arctg}(2r/(R_1+R_2)).$$

Значение функции $f(x)$ необходимо знать для выбора рациональной схемы электронной обработки сигнала, который снимается с приемника, воспринимающего модулированное излучение. Если кривая модуляции имеет прямоугольную форму (изображение источника излучения мало по сравнению с шириной модулирующего отверстия), а усилитель сигнала с выхода приемника узкополосный, то эффективное значение усиленного тока снижается, так как усилитель выделяет только первую гармонику. С этой точки зрения наилучшая форма кривой модуляции — синусоида; она получается в тех случаях, когда изображение источника излучения имеет форму круга с диаметром, равным ширине прямолинейной полосы модуляции.

Но даже при этом условии идеальную синусоидальную форму кривой модуляции нельзя получить, вследствие сужения модулирующих полос от периферии к центру вращения модулирующего диска; кроме того, энергетическая яркость изображения источника излучения не является постоянной величиной (как это предполагалось при выводе формул кривой модуляции $f(x)$), а изменяется по определенному закону. Рассмотрим этот вопрос более детально.

Изображение точечного объекта вследствие многочисленных причин (аберрация, дифракция и т. д.) распространяется на некоторую малую область, образуя так называемый *кружок рассеяния* Величина кружка рассеяния определяет разрешающую способность оптической системы, т. е. минимальное расстояние между двумя точечными излучателями, когда они еще различаются отдельно

Распределение энергетической освещенности в изображении изолированной точки, представляющее собой реакцию оптической системы на точечный источник, называют *функцией рассеяния точки* (ФРТ) или *весовой функцией* ФРТ зависит от направления падения лучей на оптическую систему и является несимметричной функцией относительно положения точечного излучателя. Однако, учитывая, что угол зрения большинства ОЭК следящих систем и отклонения объекта от оптической оси небольшие, можно ФРТ принимать симметричной относительно центра кружка рассеяния и аппроксимировать удобными для вычисления формулами. Наиболее часто используют следующие аппроксимации:

$$1)\ g(\rho) = \begin{vmatrix} g_0 & \text{при} & \rho \leqslant \rho_0; \\ 0 & \text{при} & \rho > \rho_0, \end{vmatrix}$$

где ρ и ρ_0 — текущее и максимальное значения радиуса кружка рассеяния. Этот вид аппроксимации используют для оптических

систем с пониженным разрешением или искусственно созданной расфокусировкой;

2) $g(\rho) = e^{-\rho^2/(2\rho_0)^2}$. Для данной аппроксимации относительное значение η мощности в части кружка рассеяния, имеющей радиус ρ, выражается зависимостью $\eta = 1 - e^{-\rho^2/(2\rho_0)^2}$ [42];

3) $g(\rho) = \left[\frac{2I_1(z)}{z}\right]^2$, где $I_1(z)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка; $z = \pi (D_{об}/\lambda)(\rho/f_{об})$; $D_{об}$ и $f_{об}$ — диаметр входного зрачка и заднее фокусное расстояние объектива соответственно, λ — длина волны падающего излучения Значения $g(\rho)$ в максимумах и минимумах этой функции приведены в табл. 2.1

2.1. Значения функции $g(\rho)$ в ее минимумах и максимумах

z	0	3,832	5,136	7,015	8,416	10,172	11,620
$g(\rho)$	1,0	0	0,0175	0	0,0042	0	0,0016

Третий вид аппроксимации используют для безабберационного объектива, качество которого ограничивается только дифракцией;

$$4)\ g(\rho) = \begin{cases} g_0 \cos^{2n}\left(\frac{\pi\rho^2}{2\rho_0}\right) & \text{при } \rho \leqslant \rho_0; \\ 0 & \text{при } \rho > \rho_0. \end{cases}$$

Для случая, когда $n = 1$, константа $g_0 = 1{,}06\rho_0^{-2}$, поэтому

$$g(\rho) = 1{,}06\rho_0^{-2}\cos^2\left(\frac{\pi\rho}{2\rho_0}\right).$$

Этот вид аппроксимации предложен Н. С. Шестовым [62] и применяется, главным образом, при моделировании следящих систем с ОЭК.

Таким образом, оптическая система, выполненная с максимальной точностью, у которой отсутствуют аберрации, создает изображение точечного источника в виде кружка конечного размера, обусловленного дифракцией. Дифракционная картина изображения точечного объекта безаберрационного объектива представляет собой центральное пятно, окруженное рядом колец. В центральном пятне, называемом кружком Эри *, сосредоточено около 85 % всей энергии излучения точечного источника, а далее, с уменьшением номера кольца, величина энергии падает. Например, в первом кольце содержится 7 %, во втором кольце — 3 % энергии излучения источника и т. д.

Радиус ρ_0 центрального пятна может быть рассчитан по формуле [7, 42] $\rho_0 = 1{,}22 f_{об}\lambda/D_{об}$, где λ — длина волны монохроматического источника излучения. Наличие аберрации приводит к увеличению радиуса пятна рассеяния на краю поля зрения объектива, и в этом случае его рассчитывают по приближенной формуле: $\rho_0 =$

* По имени английского астронома Джорджа Биделла Эри (1801—1892 гг), известного своими работами по астрономической оптике.

$= \rho_{max} (1 + \beta h/h_{max})$, где h_{max} — максимальное смещение в плоскости изображения, β — параметр, зависящий от качества объектива [5]. Если заданы радиусы кружка рассеяния в центре $\rho_{0\,min}$ и на краю поля зрения ρ_{0max} (при $h = h_{0\,max}$), то $\beta = \rho_{0\,max}/\rho_{0\,min} - 1$ [5].

Модуляция потока малоразмерных источников излучения может быть непрерывной или импульсной. При *непрерывной модуляции* излучение объекта проходит через модулирующий диск в течение всего периода модуляции. В этом случае поток, падающий на ПИ, расположенный за модулирующим диском, описывается гармонической функцией

$$\Phi(t) = \Phi_0 + \Phi_м \sin(\omega t + \alpha).$$

Информация об угловых координатах отслеживаемого объекта может содержаться в любом из параметров гармонического сигнала на выходе ПИ: в амплитуде $\Phi_м$, частоте ω и фазе α (соответственно различают амплитудную, частотную и фазовую модуляцию) Постоянная составляющая Φ_0 никакой полезной информации о положении источника излучения не несет. В реальных конструкциях ОЭК используют смешанные виды модуляции потока излучения: амплитудно-фазовую, амплитудно-частотную, частотно-фазовую и др.

Импульсная модуляция характеризуется тем, что излучение объекта слежения попадает на ПИ в виде импульсов, продолжительность которых значительно меньше периода модуляции, причем относительное положение импульсов во времени, их амплитуда и длительность зависят от угловых координат объекта. Импульсная модуляция может быть амплитудной (АИМ), частотной (ЧИМ), фазовой (ФИМ), широтной (ШИМ) или смешанной.

Классификацию координаторов можно проводить не только в зависимости от вида модуляции потока излучения, но и от характера параметров выходного сигнала ОЭК, конструкции модулятора (вращающийся, колеблющийся, неподвижный), количества приемников излучения с различными спектральными диапазонами чувствительности и т. п. Поэтому, встречающиеся в литературе описания ОЭК [28, 33, 42; 49] сделаны на основе различных классификационных подходов, так как вновь появляющиеся ОЭК все чаще выпадают из ранее предложенных схем классификации.

В данной книге ОЭК описаны вне строгой зависимости от той или иной схемы классификации, а скорее по традиции с учетом того, как это было сделано в одной из первых работ автора по ЭОК [31].

3. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ КООРДИНАТОРЫ С МОДУЛЯЦИЕЙ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

ОЭК с частотной модуляцией. В координаторах данного типа составляющие угла рассогласования в двух плоскостях определяются частотой модуляции потока излучения; модулирующий растр

нанесен на стеклянный диск в виде двух концентрических поясов с рядом полос, прозрачных и непрозрачных для инфракрасных лучей (рис. 2 4) В каждом поясе одинакова ширина этих полос, а число их в поясах различно. Точку пересечения линии раздела поясов с одной из осей, например с осью z, совмещают с оптической осью (осью координатора).

При вращении диска и смещении изображения объекта вдоль оси поток, излучаемый объектом, модулируется с той или иной частотой в зависимости от того, на каком из двух поясов находится изображение объекта. Такую же частоту будут иметь пульсации тока в цепи ПИ, расположенного за модулирующим диском

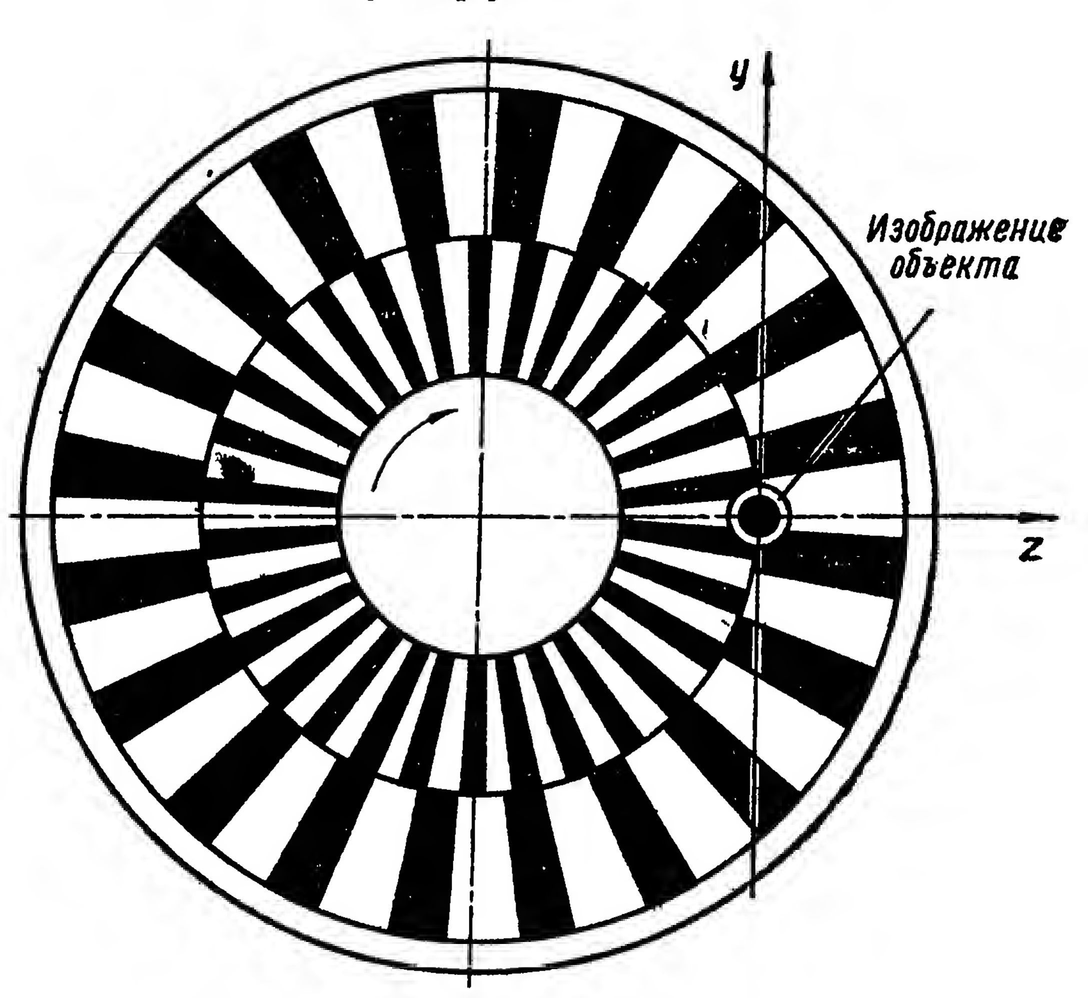


Рис. 2.4 Растр для частотной модуляции потока излучения

Схема коодинатора с частотной модуляцией изображена на рис. 2.5, *а*. Объектив фокусирует излучение объекта на диск, расположенный в фокальной плоскости и приводимый во вращение двигателем Модулированное излучение собирается конденсором на ПИ. На выходе усилителя фототока имеется два фильтра, настроенные на соответствующие частоты модуляции потока. При смещении изображения объекта вверх или вниз от оси координатора на выходе того или иного фильтра появляется напряжение. Координатор фиксирует наличие угла рассогласования только в одной плоскости, так как он реагирует на смещение изображения объекта только вдоль одной из координатных осей (оси y на рис. 2.5, *а*). Пеленгационная характеристика координатора $U_y = U_y(y)$ нелинейна (рис. 2.5, *в*). Для того чтобы координатор реагировал на изменение составляющих угла рассогласования в двух плоскостях, необходимо при одном модулирующем диске иметь две оптические системы и два ПИ (рис 2.5, *б*).

Модулирующий растр, изображенный на рис. 2.6, *а*, позволяет получить выходной сигнал, ступенчато зависящий от величины рассогласования. Частота модуляции удваивается при каждом переходе от внутренней кольцевой зоны к внешней. Для регистрации такого перехода используют частотные фильтры

Растр, показанный на рис. 2.6, *б*, имеет одинаковое число прозрачных и непрозрачных полос, причем центральная полоса каждого сектора направлена по радиусу, а остальные ей параллельны. При вращении растра поток модулируется с частотой тем

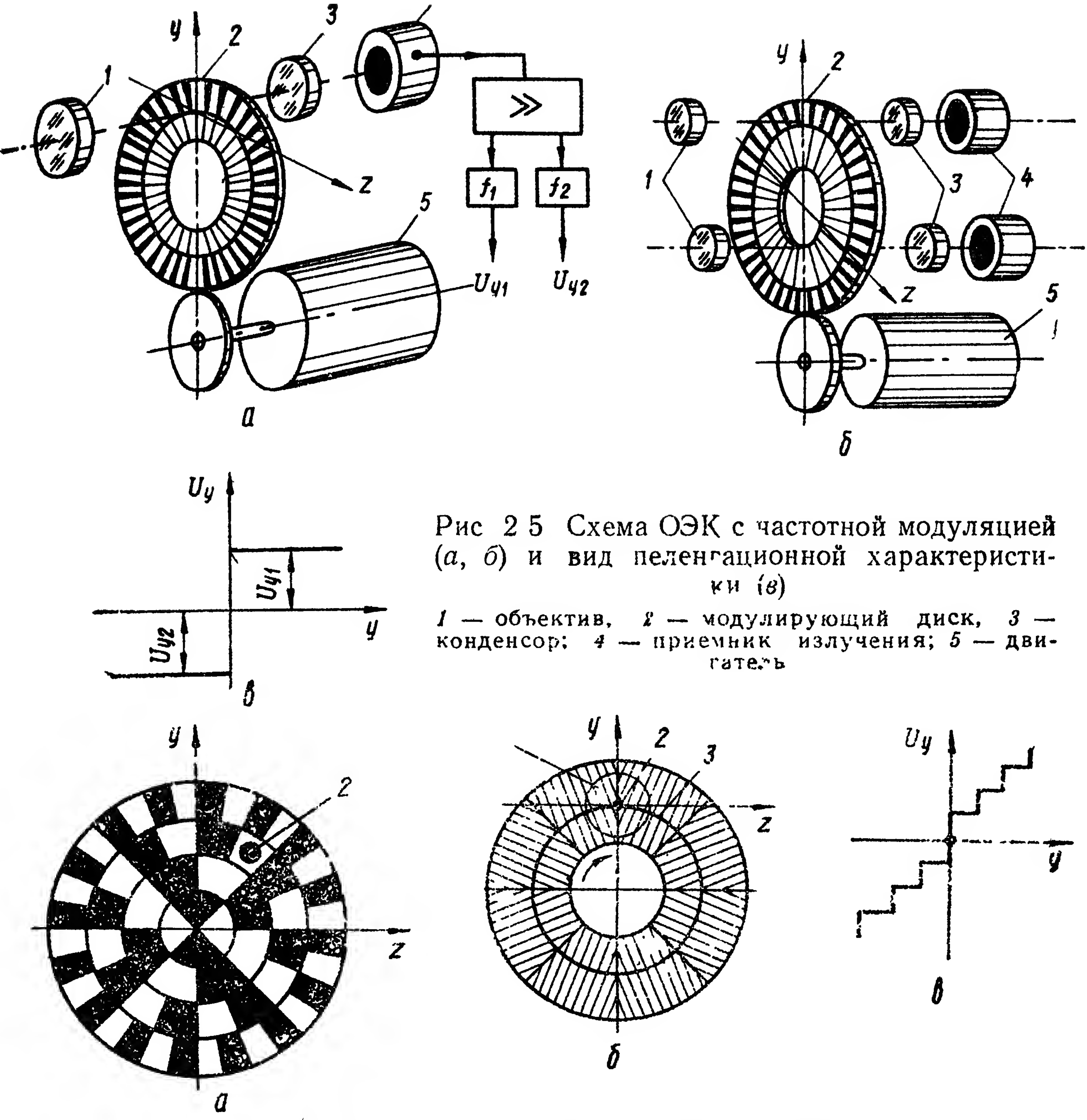


Рис 2 5 Схема ОЭК с частотной модуляцией (*а*, *б*) и вид пеленгационной характеристики (*в*)

1 — объектив, *2* — модулирующий диск, *3* — конденсор; *4* — приемник излучения; *5* — двигатель

Рис. 2.6. Модулирующие растры, обеспечивающие ступенчатую пеленгационную характеристику (*а*, *б*) и вид этой характеристики (*в*):

1 — поле зрения оптической системы координатора; *2* — изображение отслеживаемого объекта; *3* — нейтральная линия

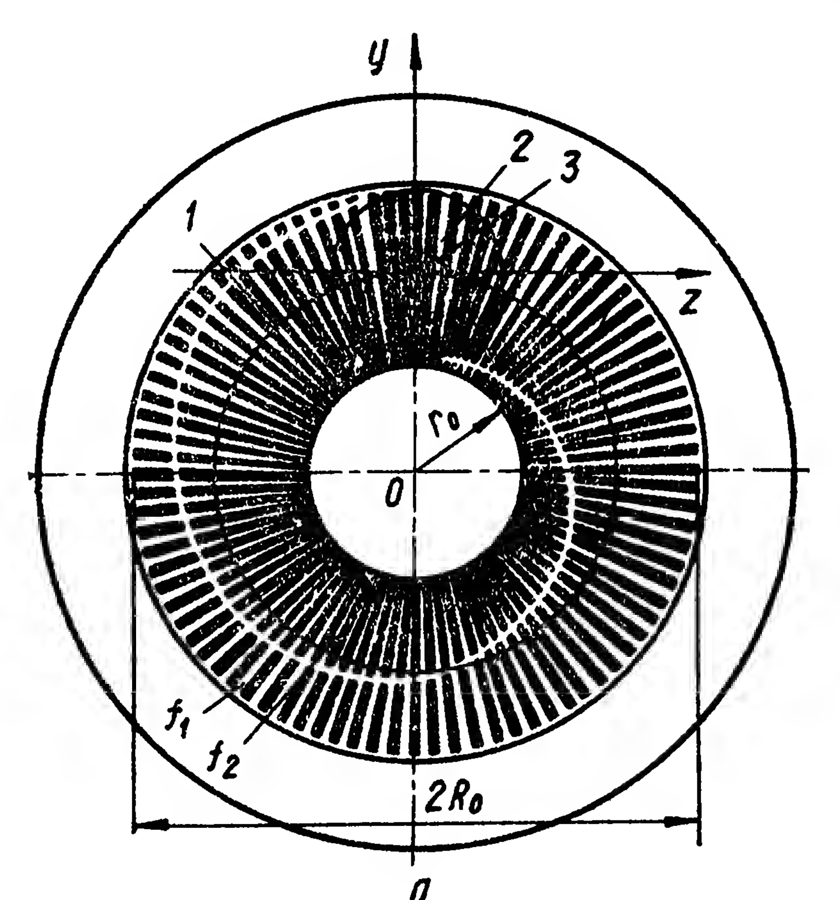
большей, чем дальше от центра находится изображение объекта, так как число модулирующих полос возрастает по направлению от центра к периферии.

Для преобразования отклонений частоты модуляции потока (или частоты изменения тока в цепи приемника излучения) от заданного значения в напряжения, пропорциональные этим отклонениям, применяют частотные дискриминаторы, у которых $U_{вых} = U_{вых}(f)$ или $U_{вых} = U_{вых}(\Delta f)$, где $U_{вых}$ — напряжение на выходе дискриминатора; $\Delta f = f - f_0$; f_0 — частота модуляции, при которой $U_{вых} = 0$. Пеленгационные характеристики ОЭК с растрами, изображенными на рис. 2.6, *а*, *б*, представляют собой ступенчатые линии (рис. 2.6, *в*).

Модулирующий растр, показанный на рис. 2.7, *а*, обеспечивает получение выходных сигналов координатора в форме меандра

(рис. 2.7, *б*) Линия раздела участков модулирующих полос различной частоты представляет спираль Архимеда. Точка пересечения центральной линии с одной из осей, например с осью y, совмещена с осью координатора.

При вращении диска с постоянной скоростью падающий поток модулируется с частотами f_1 и f_2 попеременно. Соотношение между временами модуляции с той или иной частотой зависит от положения изображения объекта в фокальной плоскости.



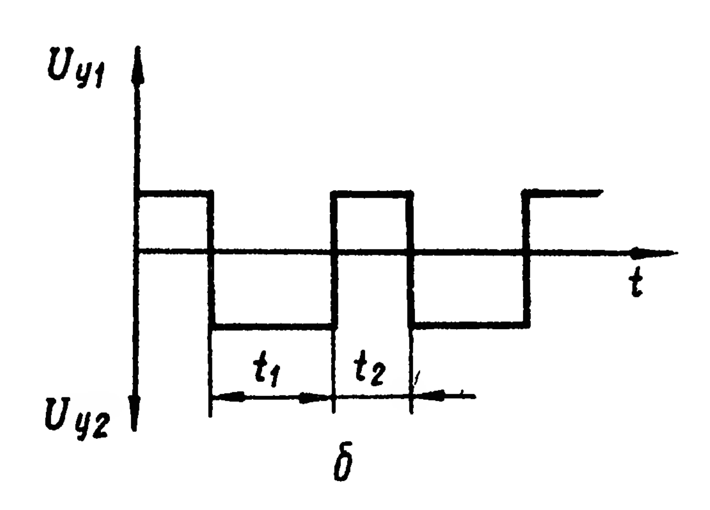


Рис. 2.7. Модулирующий диск, создающий выходной сигнал ОЭК в форме меандра (*а*) и вид этого сигнала (*б*):

1 — нейтральная линия; 2 — поле зрения оптической системы координатора; 3 — изображение отслеживаемого объекта

Если изображение объекта совпадает с осью координатора, поток модулируется с частотами f_1 и f_2 равные промежутки времени. При наличии угла рассогласования изменяется соотношение между значениями времени t_1 и t_2 модуляции потока с частотами модуляции f_1 и f_2 соответственно Выходной сигнал координатора характеризуют так называемым коэффициентом управления

$$\xi = (t_1 - t_2)/(t_1 + t_2). \qquad (2.1)$$

Коэффициенты управления в двух взаимно перпендикулярных плоскостях линейно зависят от проекций угла рассогласования на эти плоскости:

$$\xi_{y,z} \approx \frac{2f_{об}}{R_0 - r_0} \varphi_{y,z} \quad (\varphi_{y,z} < 15°).$$

Здесь $f_{об}$ — фокусное расстояние объектива, создающего изображение объекта, $R_0 - r_0$ — ширина модулирующего поля растра (см. рис. 2 7, *а*).

Рассмотренный модулирующий растр обеспечивает частотно-импульсную модуляцию потока излучения и широтно-импульсную модуляцию выходного сигнала ОЭК.

ОЭК с частотно-фазовой модуляцией. В координаторах с частотно-фазовой модуляцией изменение (девиация) частоты модулированного сигнала определяет величину угла рассогласования, а изменение фазы девиации частоты — направление (знак) рассогласования.

Оптическая система координатора с частотно-фазовой модуляцией (рис. 2.8, *а*) состоит из первичного вогнутого зеркала *2*, вторичного плоского зеркала *1* и конденсора *5*. В фокальной плоскости размещен вращающийся диск *3* (рис. 2.8, *б*), модулирующий излучение с частотой, зависящей от величины смещения изображения от центра растра, т. е. от угла расогласования. Число прямоугольных импульсов тока на выходе приемника излучения *4*, размещенного за конденсором, является, таким образом, функцией угла рассогласования. Для того чтобы эта функция была более плавной, количество концентрических поясов растра, а следовательно, и количество ступеней частоты делают бо́льшим, чем три. При угле рассогласования, равном нулю, частота выходного сигнала становится минимальной или равной нулю.

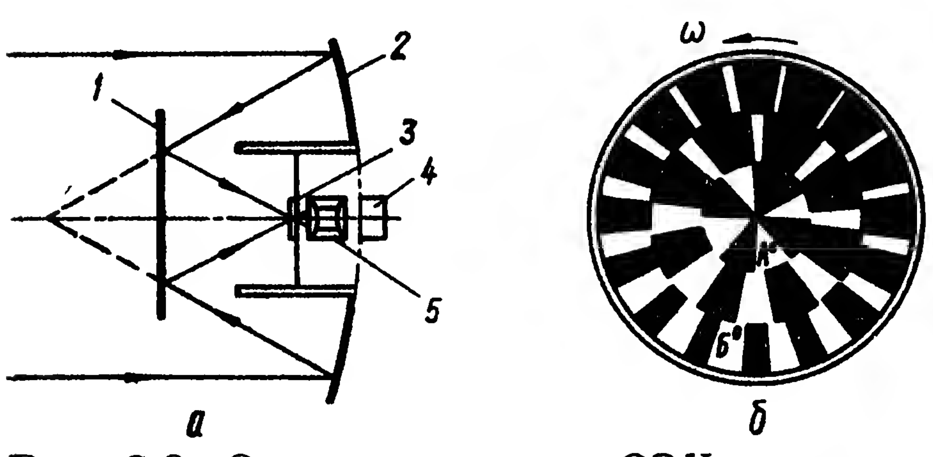


Рис. 2.8. Оптическая схема ОЭК с частотно-фазовой модуляцией (*а*) и модулирующий диск (*б*)

Дополнительная периодическая модуляция создается за счет изменения ширины модулирующих полос по синусоидальному закону в пределах каждого концентрического пояса. Соответственно изменяется и ширина прозрачных промежутков между полосами. Поэтому при модуляции потока излучения с частотой следования непрозрачных полос растра накладывается дополнительная модуляция, связанная с изменением длительности импульсов в зависимости от угла фазирования. Эта модуляция обеспечивает получение синусоидального сигнала, фаза которого определяется углом фазирования, т. е. положением плоскости рассогласования.

Если угловая ширина секторов, на которые разделен растр, изменяется по синусоидальному закону, то частотно-модулированный сигнал $U_{вых}(t)$ на выходе ПИ можно представить следующей зависимостью от времени:

$$U_{вых}(t) = U_0 \sin\{[\omega_н + m(\varphi)\sin(\omega_о t + \psi)]\, t\}, \qquad (2.2)$$

где U_0 — амплитуда немодулированного сигнала; $\omega_н$ — частота несущей; $\omega_о$ — частота огибающей; ψ — фаза, соответствующая полярному углу изображения объекта слежения; $m(\varphi) = \frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_о}$ — коэффициент модуляции, зависящий от углов рассогласования φ и фазирования ψ; ω_{max} — полоса пропускания частот.

На рис. 2 9, *а*, *б* показаны функциональная схема обработки сигнала в электронном тракте ОЭК с частотно-фазовой модуляцией и диаграммы последовательности преобразования сигнала. Синусоидальный сигнал сравнивают с напряжениями опорного генератора на фазовом детекторе, который разделяет сигнал по двум каналам управления (на рис. 2.9, *б* изображены диаграммы преобразования сигнала только по одному из каналов — каналу *г*) [49].

ОЭК с амплитудной модуляцией. В координаторах данного типа модулирующий диск имеет растр в виде чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов (рис. 2.10, *а*). Ширину секторов у периферии диска выбирают равной диаметру кружка рассеяния, благодаря чему в этой области достигается 100 %-я модуляция потока излучения. При смещении изображения отслеживаемого объекта к центру диска частота модуляции остается неизменной, а глубина ее уменьшается. Таким образом, амплитуда сигнала в цепи ПИ, расположенного за модулирующим диском, зависит от смещения центра кружка рассеяния относительно центра диска. Когда изображение объекта совпадает с центром диска, модуляция не происходит и сигнал в цепи ПИ отсутствует.

Рис. 2 9 Функциональная схема обработки сигнала в электронном тракте ОЭК с частотно-фазовой модуляцией (*а*) и диаграммы напряжений в элементах тракта (*б*)

1 — резонансный усилитель, настроенный на частоту $\omega_н + k\omega_0$, *2* — частотный детектор; *3* — фазочувствительный выпрямитель; *4* — блок формирования опорного напряжения; *5* — резонансный усилитель, настроенный на частоту ω_0; *6*, *7* — фазовые детекторы, $R_н$ — нагрузочный резистор, $C_н$ — входной конденсатор, E_0 — источник питания цепи ПИ

Обычно центральную часть модулирующего диска, равную размеру кружка рассеяния, выполняют в виде непрозрачной (рис 2.10, *б*) или полупрозрачной (рис 2 10, *в*) окружности В последнем случае средний коэффициент пропускания растра, равный 0,5, сохраняется

Пеленгационная характеристика ОЭК с модулирующим секторным диском существенно нелинейна (рис. 2.10, *г*). Объясняется это тем, что глубина модуляции потока излучения резко падает еще до того, как кружок рассеяния достигает центра диска Это происходит в тех случаях, когда изображение отслеживаемого объекта

заполняет четное число секторов растра и модуляция потока происходит только за счет несоответствия формы оптического изображения объекта форме секторов. Кроме того, в рассматриваемых ОЭК амплитуда сигнала на выходе ПИ зависит не только от смещения изображения объекта от «центра» фокальной плоскости (угла рассогласования), но и от величины потока излучения, падающего на входной зрачок оптической системы, что вызывает необходимость

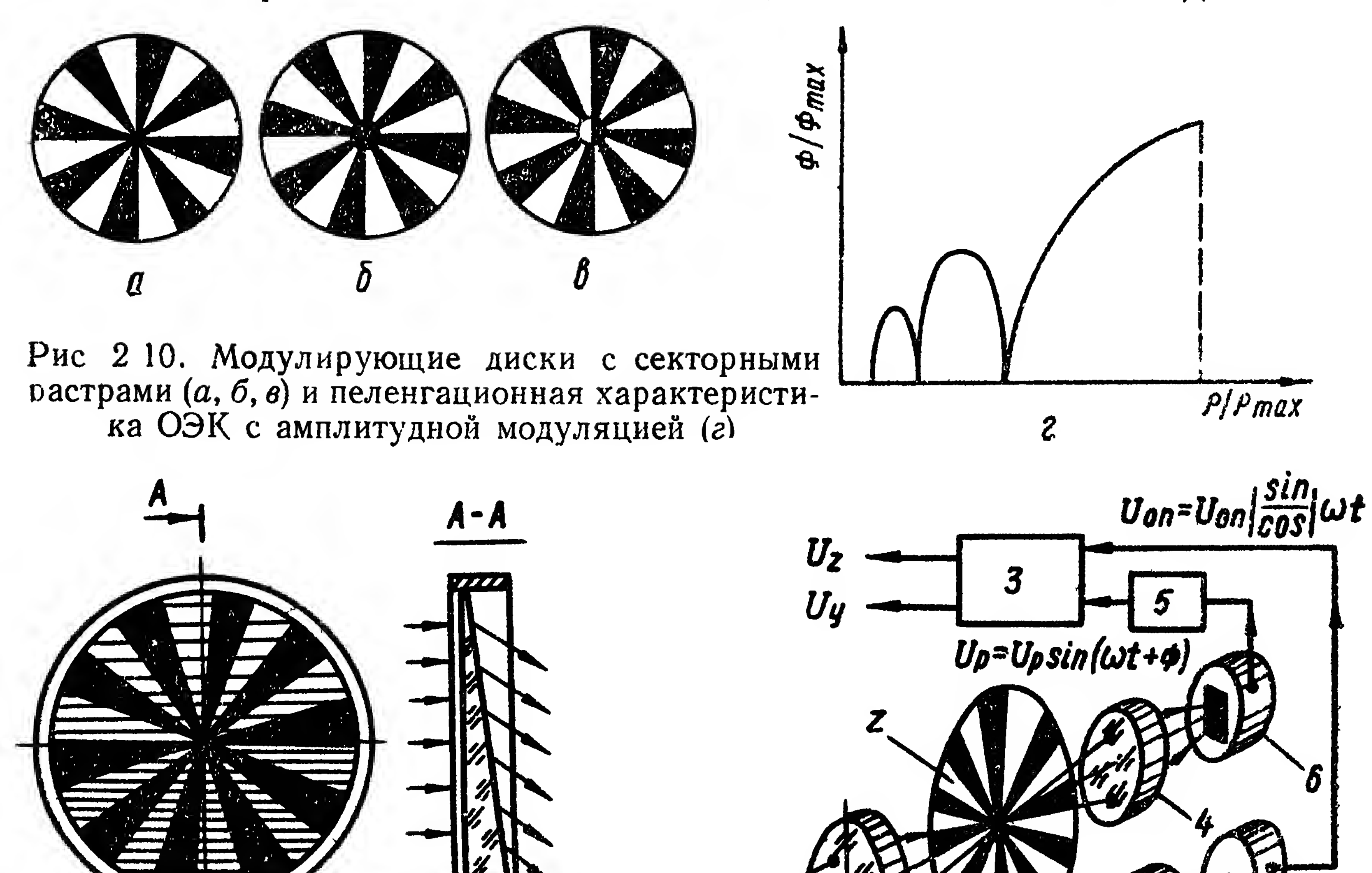


Рис 2.10. Модулирующие диски с секторными растрами (*а*, *б*, *в*) и пеленгационная характеристика ОЭК с амплитудной модуляцией (*г*)

Рис. 2.11. Растр для амплитудно-фазовой модуляции (*а*) и схема координатора (*б*)·

1 — объектив; *2* — модулирующий диск; *3* — фазовый детектор; *4* — конденсор; *5* — резонансный усилитель; *6* — приемник излучения, *7* — ГОН, *8* — электродвигатель

применять АРУ усилителя фототока с большим диапазоном регулирования. В связи с указанными недостатками такие ОЭК применяют редко.

ОЭК с амплитудно-фазовой модуляцией. В координаторах данного типа угол рассогласования и его составляющие в двух взаимно перпендикулярных плоскостях определяются амплитудой и фазой выходного сигнала относительно «опорного» сигнала, характеризующего начало отсчета. Изменение амплитуды модулированного сигнала определяет величину угла рассогласования, а изменение фазы — его знак.

Один из простейших дисков, выполняющих амплитудно-фазовую модуляцию (рис. 2.11, *а*), изготовлен из оптического материала,

коэффициент пропускания которого изменяется по линейному закону вдоль линии AA Поверхность диска покрывают пленкой с переменным коэффициентом пропускания или выполняют его в виде клина. Растр состоит из прозрачных и непрозрачных секторов.

Схема координатора с амплитудно-фазовой модуляцией показана на рис. 2.11, *б*. При угле рассогласования, равном нулю, изображение объекта находится в центре растра, и модуляция отсутствует. Если изображение объекта смещается от центра, поток излучения модулируется с частотой $\omega_н$ из-за наличия непрозрачных секторов Кроме того, вследствие неравномерной прозрачности диска поток дополнительно модулируется с частотой огибающей, $\omega_{ог}$.

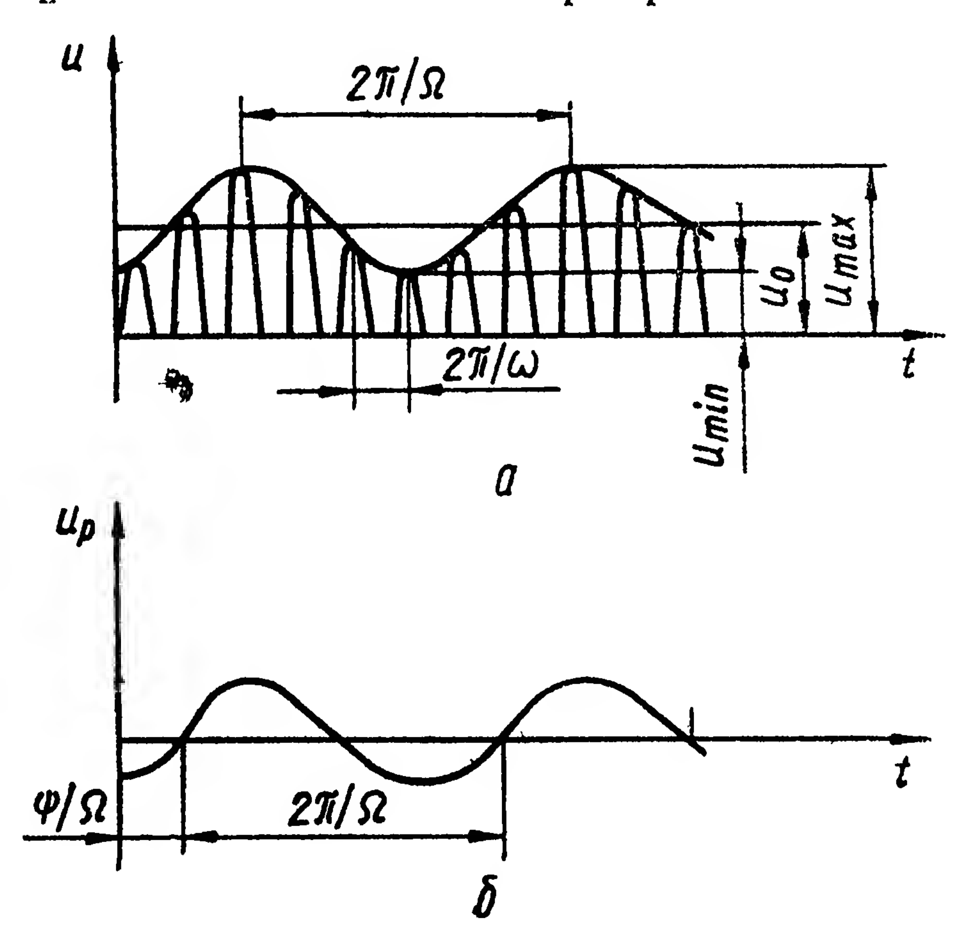


Рис. 2 12 Вид сигнала на выходе ПИ (*а*) и резонансного усилителя (*б*) ОЭК с амплитудно-фазовой модуляцией

Промодулированный поток излучения попадает на приемник, сигнал с которого подается на вход резонансного усилителя, настроенного на несущую частоту $\omega_н$. Вид сигнала в цепи ПИ показан на рис. 2.12, *а*. Мгновенное значение сигнала представляется следующей зависимостью от времени:

$$U_п(t) = U_0[1 + m(\varphi, \psi) \times \times \cos(\omega_{ог}t + \psi)] \cos \omega_н t, \quad (2.3)$$

где m — коэффициент амплитудной модуляции, зависящий от угла рассогласования φ и угла фазирования ψ; $\omega_{ог}$ и $\omega_н$ — частоты огибающей и несущей соответственно; U_0 — амплитуда немодулированного сигнала.

После усиления сигнал детектируется и из него выделяется огибающая частотой $\omega_{ог}$ (рис. 2 12, *б*), амплитуда U, которой пропорциональна углу рассогласования (при условии, что ПИ и усилитель являются линейными звеньями), а фаза равна углу фазирования ψ. Выходные сигналы координатора, пропорциональные составляющим угла рассогласования, определяют с помощью генератора опорных напряжений (ГОН) и фазового дискриминатора (ФД). Последний является составным элементом многих типов координаторов. В общем случае ФД представляет собой шестиполюсник, на один из входов которого подают сигнал $U_р = U_р^* \sin \times \times (\omega t + \psi)$ — напряжение рассогласования, а на другой вход — опорное напряжение $U_{оп} = U_{оп}^* \sin \omega t$, от которого ведется отсчет фазы; с выхода ФД снимается напряжение $U_{ФД}$, значение и полярность которого определяются амплитудой и фазой сигнала рассогласования.

В схеме, изображенной на рис. 2.11, *б*, имеется разонансный усилитель, настроенный на определенную частоту и имеющий огра-

ниченную полосу пропускания. Этому усилителю соответствует звено с передаточной функцией

$$W(p) = \frac{2k\xi\omega_p p}{p^2 + 2\xi\omega_p p + \omega_p^2}, \tag{2.4}$$

где k — коэффициент усиления, ω_p — резонансная частота, ξ — коэффициент демпфирования, определяющий ширину полосы пропускания.

Если принять за границу полосы пропускания частоту, при которой $|W(i\omega)| = 0{,}1\ |W_{max}|$, то ширину полосы пропускания можно вычислить по формуле [5] $\Delta\omega/\omega_p \approx 2\,(\sqrt{1+99\xi^2} - 1 - 10\xi)$. Так, при $\xi = 0{,}1$ $\Delta\omega/\omega_p = 1{,}17$; $\xi = 0{,}05$ $\Delta\omega/\omega_p = 0{,}76$; $\xi = 0{,}01$ $\Delta\omega/\omega_p = 0{,}19$.

Зависимость (2.3) можно записать в другой форме:

$$U_п = U_0 \cos\omega_н t + \frac{U_0 m(\varphi, \psi)}{2} \cos[(\omega_н + \omega_0)t + \psi] + \frac{U_{0m}(\varphi, \psi)}{2} \cos[(\omega_н - \omega_0)t + \psi]. \tag{2.5}$$

При медленно меняющихся функциях $U_0\ (t)$ и $m\ [\varphi(t),\ \psi(t)]$ сигнал на выходе усилителя несущей, получается из выражений (2.3) и (2.5) [5]:

$$U_п(t) = U_0 \cos\omega_0 t + \frac{1}{2} U_0 m(\varphi, \psi)\lambda k \cos[(\omega_н + \omega_0)t + \psi - \mu] + \frac{1}{2} U_0 m(\varphi, \psi)\lambda k \cos[(\omega_н - \omega_0)t + \psi + \mu], \tag{2.6}$$

где

$$\lambda = \frac{2\xi\omega_н(\omega_н + \omega_0)}{(\omega_н + \omega_0)^2 + 2\xi\omega_0(\omega_н + \omega_0) + \omega_н^2};$$

$$\mu = \operatorname{arctg} \frac{2\xi\omega_н(\omega_н - \omega_0)}{\omega_н^2 - (\omega_н - \omega_0)^2} + \frac{\pi}{2}.$$

Преобразуем выражение (2.6) к виду

$$U_п(t) = U_0 k[1 + \lambda m(\varphi, \psi)\cos(\omega_0 t + \psi - \mu)]\cos\omega_н t. \tag{2.7}$$

Из этого выражения следует, что усилитель несущей вносит постоянный сдвиг по фазе μ в информацию о полярном угле отслеживаемого объекта, что необходимо учитывать при составлении структурной схемы следящей системы.

Рассмотрим схему полудискового модулятора, широко применяемого в фотоэлектрических следящих системах (рис. 2.13). Излучение от объекта фокусируется оптической системой на растре в виде пятна конечного диаметра $2r$, определяемого аберрациями объектива и расфокусировкой. Если изображение объекта находится точно в середине растра и имеет форму круга (рис. 2.13, *а*), полудиск при своем вращении затеняет половину площади круга, и поток излучения, попадающий на приемник, постоянен по вели-

чине и равен $\Phi_{max}/2$, где Φ_{max} — поток, проходящий через объектив. При смещении центра изображения на величину ρ (рис. 2.13, *б*) вращающийся полудиск затеняет то одну, то другую часть круга, и поток излучения, попадающий на приемник, имеет переменную составляющую

Кривые модуляции потока излучения при различных положениях изображения объекта относительно центра полудискового модулятора изображены на рис. 2.14. Они построены в предположении, что энергетическая освещенность изображения постоянна. При $\rho \ll r$ (r — радиус изображения объекта) выходной сигнал ПИ изменяется по синусоидальному закону с амплитудой, пропорциональной углу рассогласования, и фазой, зависящей от направления рассогласования, определяемого углом фазирования

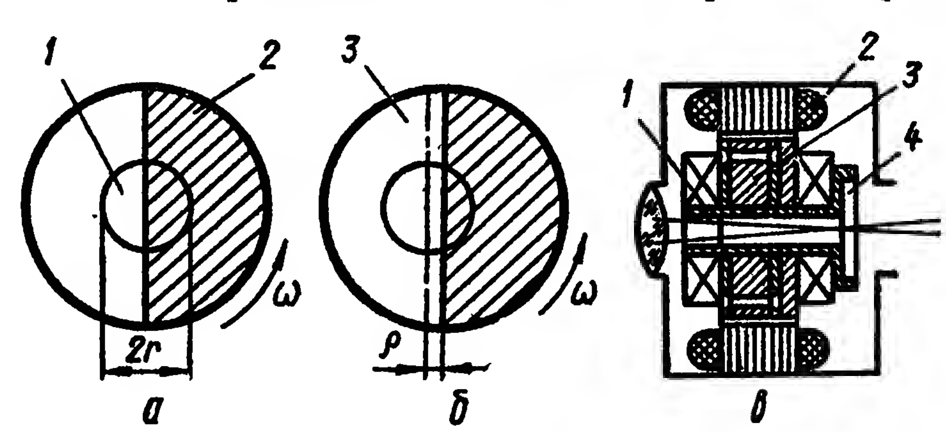


Рис. 2.13 Полудисковый модулятор (*а*, *б*) (*1* — изображение объекта, *2*, *3* — непрозрачный и прозрачный сегменты модулятора) и констукция ОЭК (*в*)

Для преобразования полярных координат, определяющих положение изображения на модулирующем диске, в напряжения, пропорциональные составляющим угла рассогласования, применяют (как это было описано ранее) генератор опорных напряжений и фазовый дискриминатор.

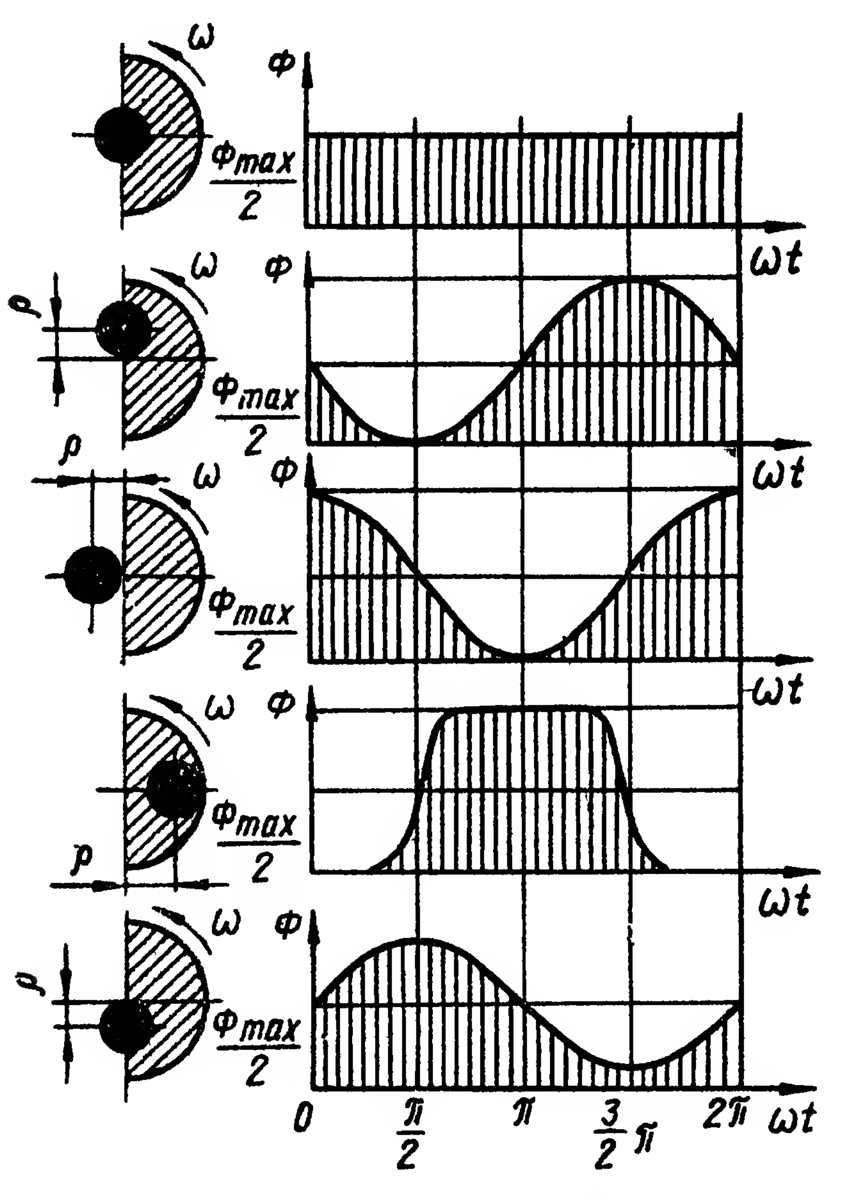
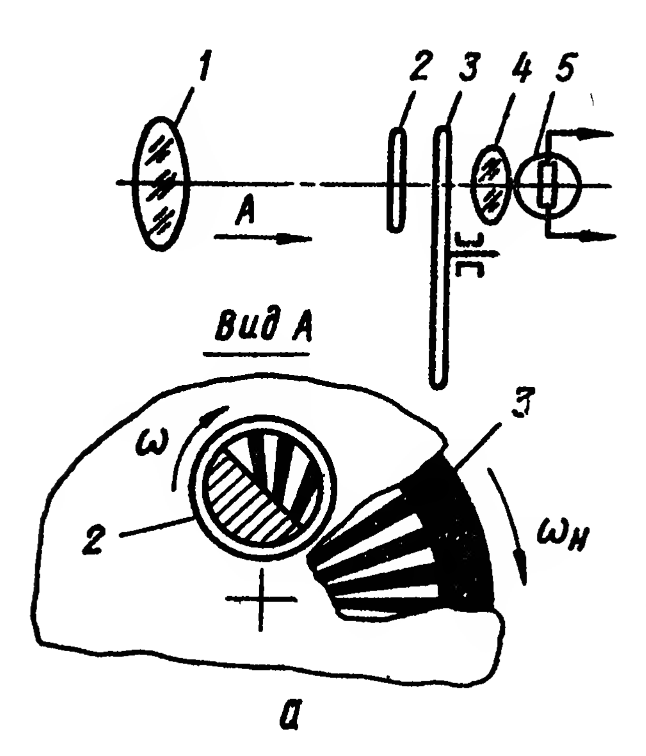


Рис 2 14 Кривые модуляции потока излучения при различных положениях изображения объекта на модулирующем диске

Доверительная погрешность измерения угла рассогласования ОЭК с полудисковым модулятором определяется, в основном, частной доверительной погрешностью, обусловленной биениями модулирующего диска. Другие погрешности (нестабильность энергетических параметров излучения отслеживаемого объекта, параметров оптической системы, приемника излучения, электронного усилителя, частоты вращения модулирующего диска и др.) большого значения не имеют. При наличии эксцентриситета даже при нулевом угле рассогласования и равномерном распределении освещенности изображения объекта появляется паразитная составляющая потока и дополнительный сигнал на выходе ПИ [65].

Одна из конструкций координатора с полудисковым модулятором показана на рис. 2.13, *в* Он представляет собой специальную

электрическую машину с полой осью *1* ротора, внутри которой установлен модулирующий диск *4*. Электрическая машина состоит из восьмиполюсного двухфазного двигателя и двухполюсного синхронного генератора опорных напряжений. Ротор двигателя *3* выполнен из монолитного куска стали и имеет пусковую обмотку типа беличьего колеса. Ротором генератора служит постоянный магнит с явно выраженными полюсами Статорные обмотки двигателя и генератора *2* уложены в пазах одного и того же пакета железа. Частота опорных напряжений равна частоте модулирующего дис-



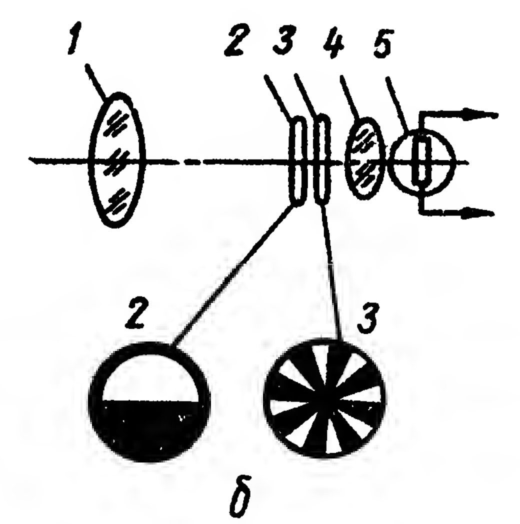


Рис. 2 15 Введение несущей частоты с помощью эксцентричного (*а*) и концентрического (*б*) растров

1 — объектив, *2*, *3* — модулирующие растры, *4* — конденсор, *5* — приемник излучения

ка (частоте модуляции потока). Двигатель координатора питается напряжением повышенной частоты (150 .500 Гц), что обеспечивает частоту модуляции потока 37,5...125 Гц.

Одним из недостатков координатора с растром в виде полудиска является зависимость амплитуды модулированного сигнала от мощности излучения объекта, так как при угле рассогласования, равном нулю, амплитуда модулированного сигнала равна также нулю независимо от значения энергетической освещенности изображения. При этом крутизна характеристики модулятора в зоне линейности переменна. Для устранения этого недостатка применяют дополнительную модуляцию потока излучения вспомогательным секторным растром (рис. 2.15) и автоматическую регулировку усиления [1; 42].

При введении несущей частоты $\omega_н$ с помощью эксцентрического секторного растра (рис. 2.15, *а*) увеличиваются габаритные размеры координатора, но обеспечивается наличие сигнала при угле рассогласования, равном нулю. Концентрический растр (рис. 2.15, *б*) не решает эту задачу, но позволяет уменьшить габаритные размеры прибора.

Широко применяют также растр, называемый «восходящее солнце». Он состоит из двух половин, одна из которых полупрозрачна, а другая выполнена в виде чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов (рис. 2.16, *а*). Растр центрирован относительно оптической оси и вращается с постоянной угловой скоростью ω.

При попадании изображения малоразмерного объекта на модулирующий диск и при вращении последнего в цепи приемника, расположенного непосредственно за диском, возникают серии (пачки) импульсов тока I, разделенные зоной постоянного сигнала (рис. 2.16, *б*). Полупрозрачная половина модулирующего диска

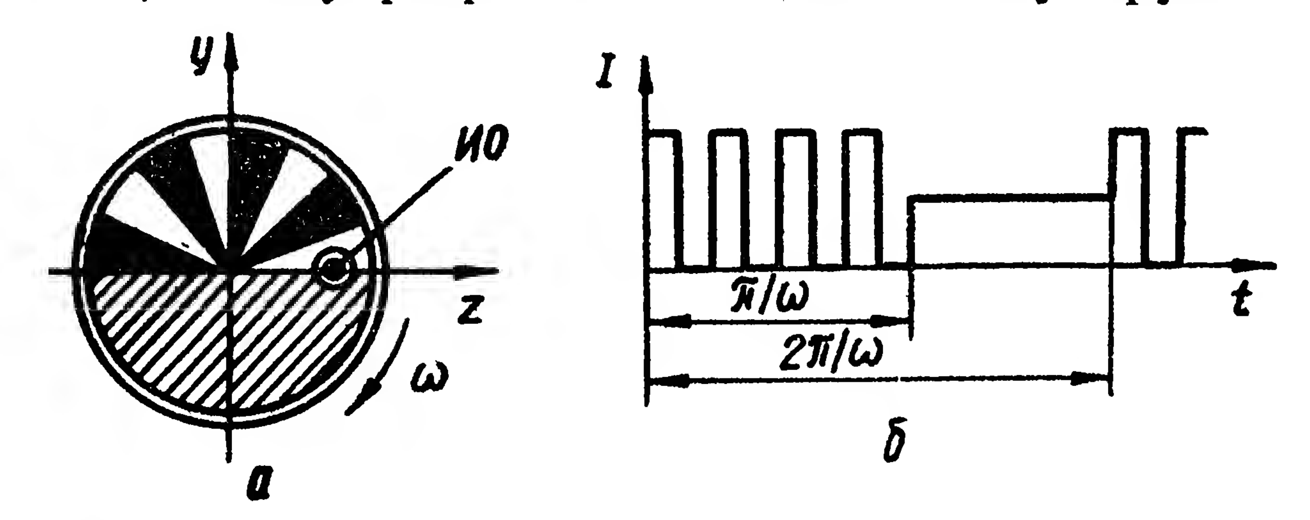


Рис. 2.16. Растр «восходящее солнце» (*а*) и график импульсов тока в цепи приемника излучения (*б*)

позволяет исключить неоднозначность в определении угловых координат объекта, неизбежную для случая, когда растр состоит только из чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов *. Поток излучения, проходящий через обе половины диска, одинаков и не подвергается дополнительной модуляции.

Растры с полупрозрачной (фазирующей) частью [56] не модулируют фон, имеющий равномерное распределение яркости по полю зрения. Для ослабления модуляции резких границ фона (что встречается часто при использовании инфракрасных координаторов) созданы растры, модулирующая часть которых выполнена в виде спиральных (рис. 2.17, *а*) и зигзагообразных (рис. 2 17, *б*, *в*) секторов, а также в виде чередующейся структуры типа шахматной доски (рис. 2.17, *г*). Растр со спиральными секторами модулирует изображение линейного градиента фона тем меньше, чем больше отношение его длины к длине прозрачного спирального сектора. Аналогичным свойством обладает растр с зигзагообразными секторами. Растр типа шахматной доски не модулирует изображения протяженных деталей фона, так как смежные клетки дают сигналы, находящиеся в противофазе [8].

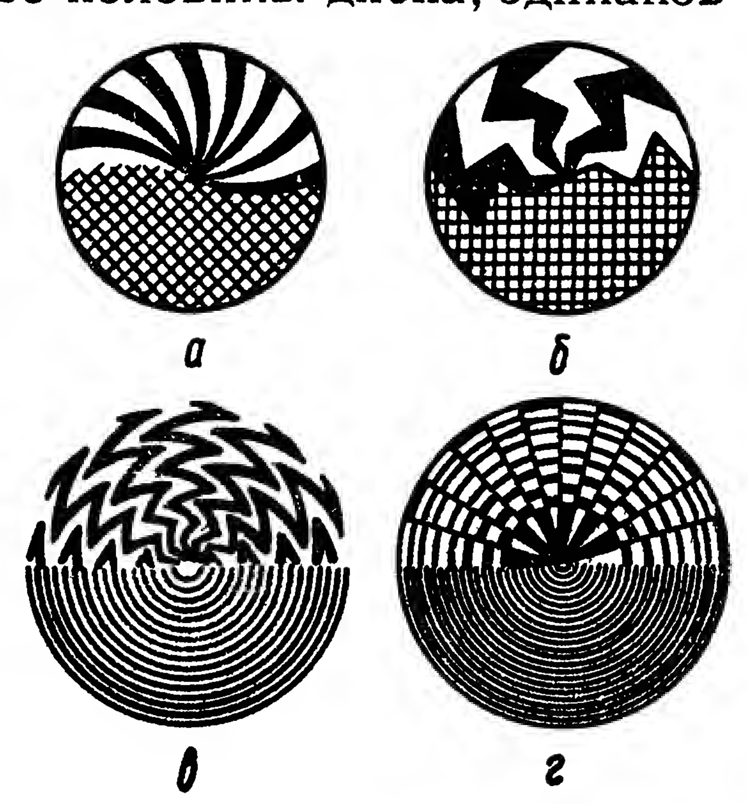


Рис 2 17 Модулирующие растры координаторов с амплитудно-фазовой модуляцией

а — со спиральным сектором, *б*, *в* — с зигзагообразными секторами, *г* — с чередующейся структурой типа шахматной доски

Оптико-механическая схема координатора с таким растром изображена на рис. 2.18, *а*. При 100 %-й модуляции потока излучения

* В модулирующем диске, изображенном на рис. 2 11, *а*, эта неоднозначность устраняется за счет переменной прозрачности вдоль диаметра диска.

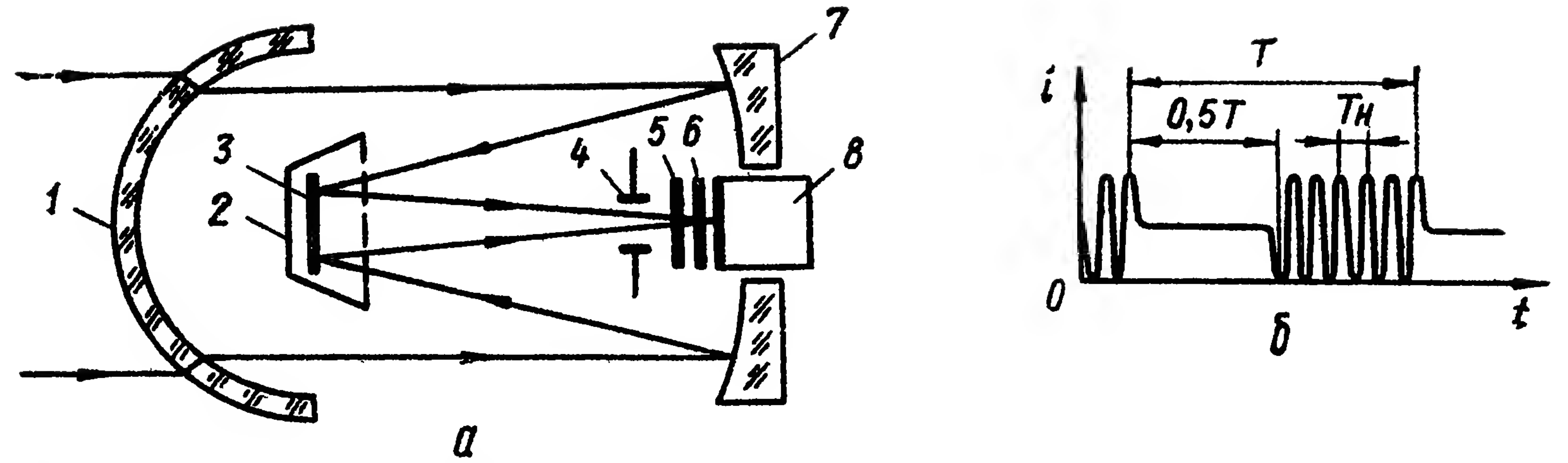


Рис 2 18 Оптико-механическая схема координатора с амплитудно-фазовой модуляцией (*а*) и характер сигналов несущей частоты (*б*)

1 — обтекатель, *2* — бленда, *3* — вторичное зеркало; *4* — диафрагма, *5* — модулирующий диск, *6* — фильтр, *7* — первичное зеркало, *8* — приемник излучения

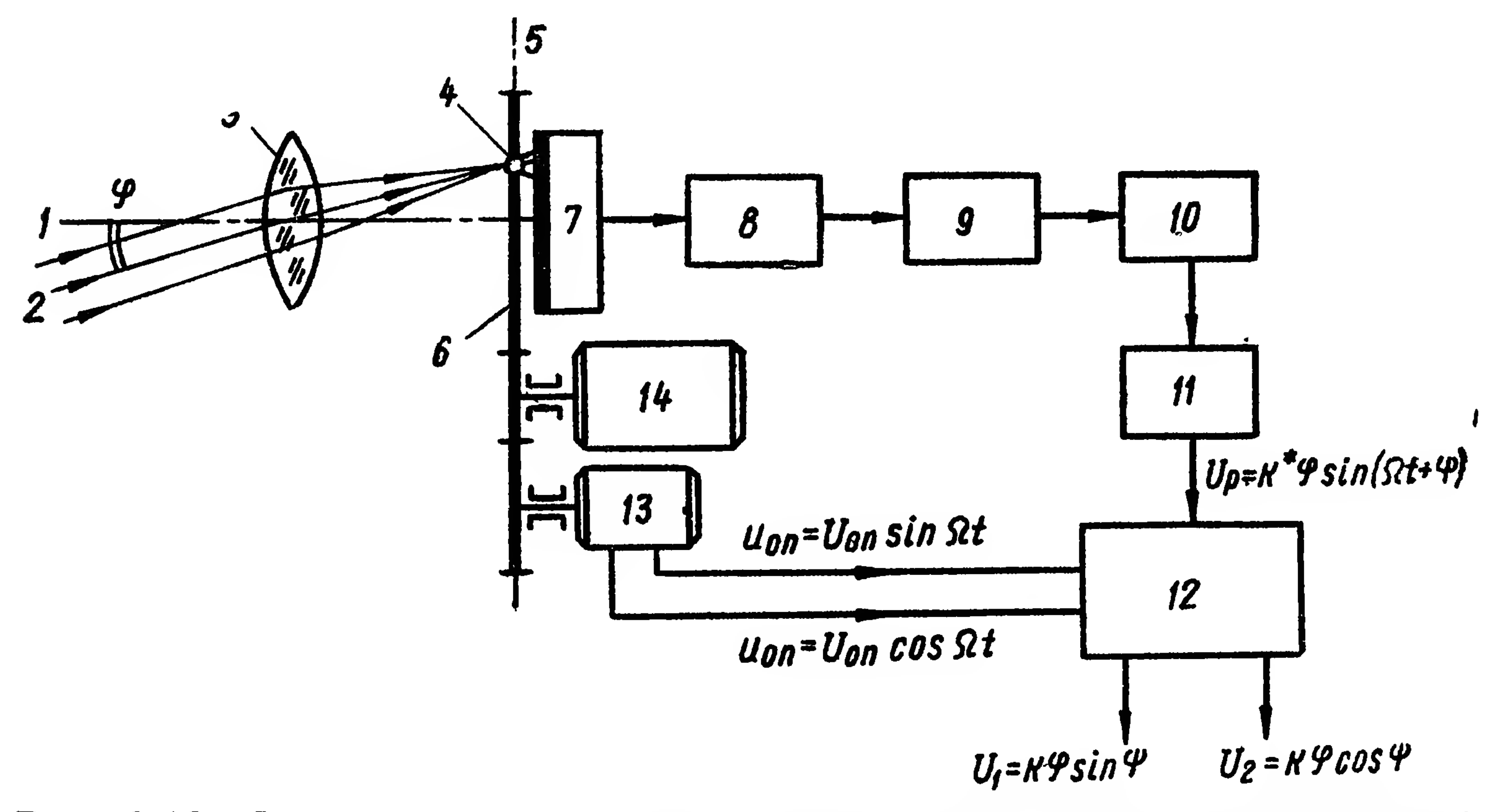


Рис 2 19 Функциональная схема координатора с амплитудно-фазовой модуляцией·

1 — оптическая ось объектива, *2* — направление на объект; *3* — объектив; *4* — изображение объекта; *5* — фокальная плоскость объектива; *6* — модулирующий диск; *7* — приемник излучения; *8* — предварительный усилитель; *9* — резонансный усилитель; *10* — детектор; *11* — усилитель сигнала рассогласования; *12* — фазовый детектор и фильтр; *13* — ГОН; *14* — двигатель; $U_р$ — первая гармоника сигнала на выходе усилителя; $U_{оп}$ — опорные напряжения; U_1 и U_2 — выходные напряжения координатора

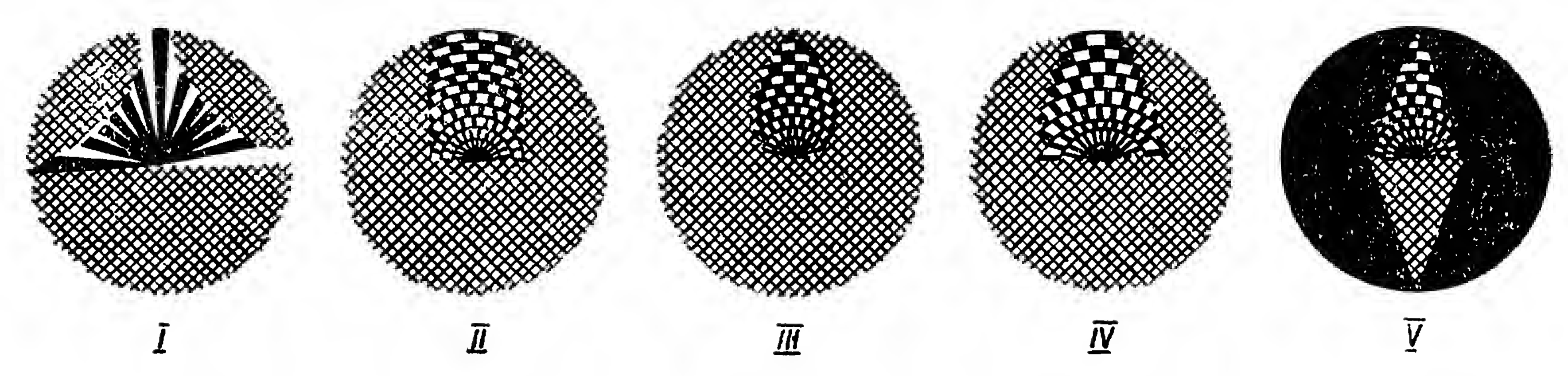


Рис. 2 20 Специальные типы растров для амплитудно-фазовой модуляции

максимальная величина сигналов несущей частоты в два раза превышает постоянный сигнал, обусловленный прохождением излучения через полупрозрачную половину модулирующего растра (рис. 2 18, *б*). Функциональная схема координатора изображена на рис 2 19.

На рис. 2.20 изображены специальные типы растров для амплитудно-фазовой модуляции [8, 29]. Особенности этих растров заключаются в следующем.

растр *I* обеспечивает переменное число импульсов в пачке, зависящее от величины угла рассогласования. С увеличением угла рассогласования амплитуда импульсов растет, но одновременно уменьшается их число, благодаря чему можно получить пеленгационную характеристику желаемого вида;

растр *II* обеспечивает одинаковую фазу в пачках импульсов и позволяет отслеживать объект на ярком, но однородном фоне;

пеленгационная характеристика растра *III* спадает с увеличением угла рассогласования, поэтому составляющая сигнала от

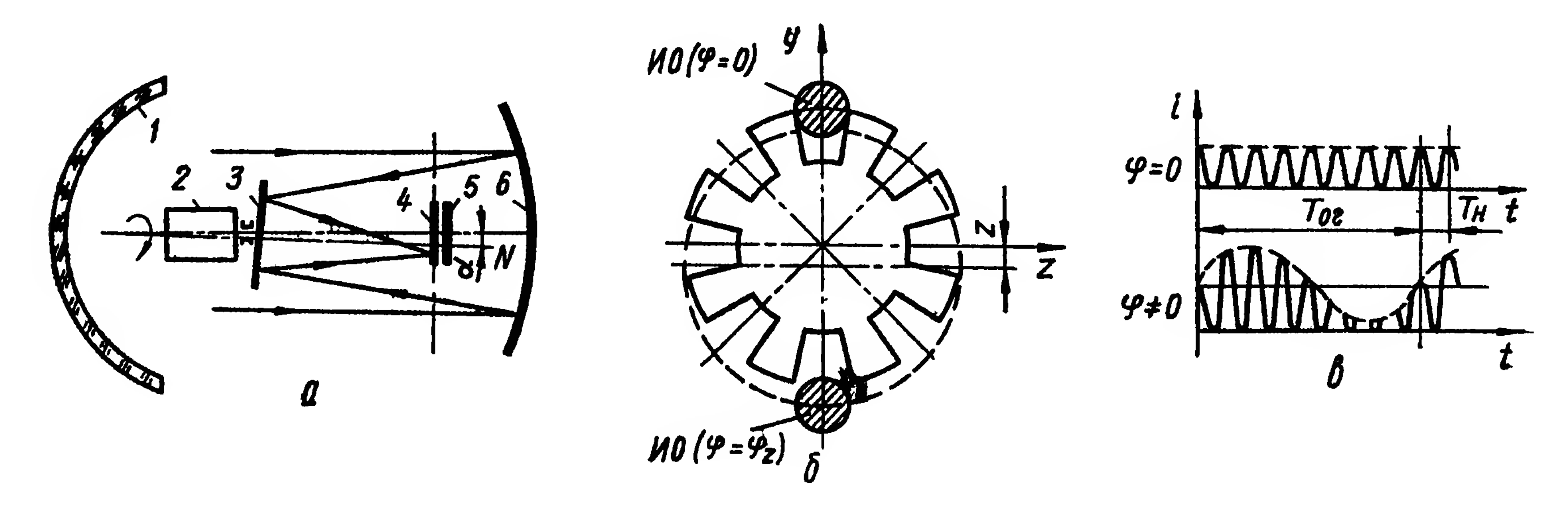


Рис 2 21 Оптико-механическая схема координатора нутационного типа (*а*), модулирующий диск (*б*) и графики формирования сигналов при $U = 0$ и $U \neq \neq 0$ (*в*)

1 — обтекатель; *2* — двигатель; *3* — вторичное зеркало, *4* — модулирующий диск, *5* — приемник излучения; *6* — первичное зеркало, *ИО* — изображение объекта

боковых объектов незначительна. Отдельные детали фона хотя и вызывают смещение оси координатора от направления на объект, но оно незначительно;

растр *IV* с неконцентрическими зонами учитывает изменение размеров изображения объекта так, что при его переходе от одного концентрического пояса к другому не возникает нетастабильного состояния на границе зон, где модуляция потока происходит в противофазе, и сигнал равен нулю;

растр *V*, так же как растр *III*, имеет спадающую пеленгационную характеристику при больших углах рассогласования, что делает координатор устойчивым по отношению к деталям фона, находящимся на краю поля зрения.

Рассмотрим координатор с амплитудно-фазовой модуляцией, в котором модулирующий диск неподвижен, а изображение объекта движется по окружности. Оптическая часть координатора выполнена по схеме, изображенной на рис. 2.21, *а*, и состоит из первичного зеркала, нормаль N к которому образует постоянный угол α с оптической осью системы. В фокальной плоскости неподвижно установлен модулирующий диск, за которым расположен ПИ. Прозрачные элементы модулирующего диска имеют приблизительно квадратную форму и их линейный размер равен размеру изображения объекта (рис. 2.21, *б*) [33].

При угле рассогласования, равном нулю ($\varphi = 0$), изображение объекта описывает в фокальной плоскости окружность, радиус которой равен радиусу модулирующего диска, а центр совпадает с

его центром Импульсы фототока в этом случае имеют приблизительно постоянную амплитуду, а частота их следования $f_н = 1/T_н$ определяется скоростью вращения плоского зеркала и числом прозрачных элементов модулирующего диска (рис. 2.21, *в*).

При угле рассогласования, не равном нулю ($\varphi \neq 0$), но меньшем углового размера изображения объекта, значение потока, попадающего на ПИ, не остается постоянным (как в предыдущем случае), а периодически изменяется. Вследствие этого амплитуда импульсов фототока изменяется приблизительно по синусоидальному закону.

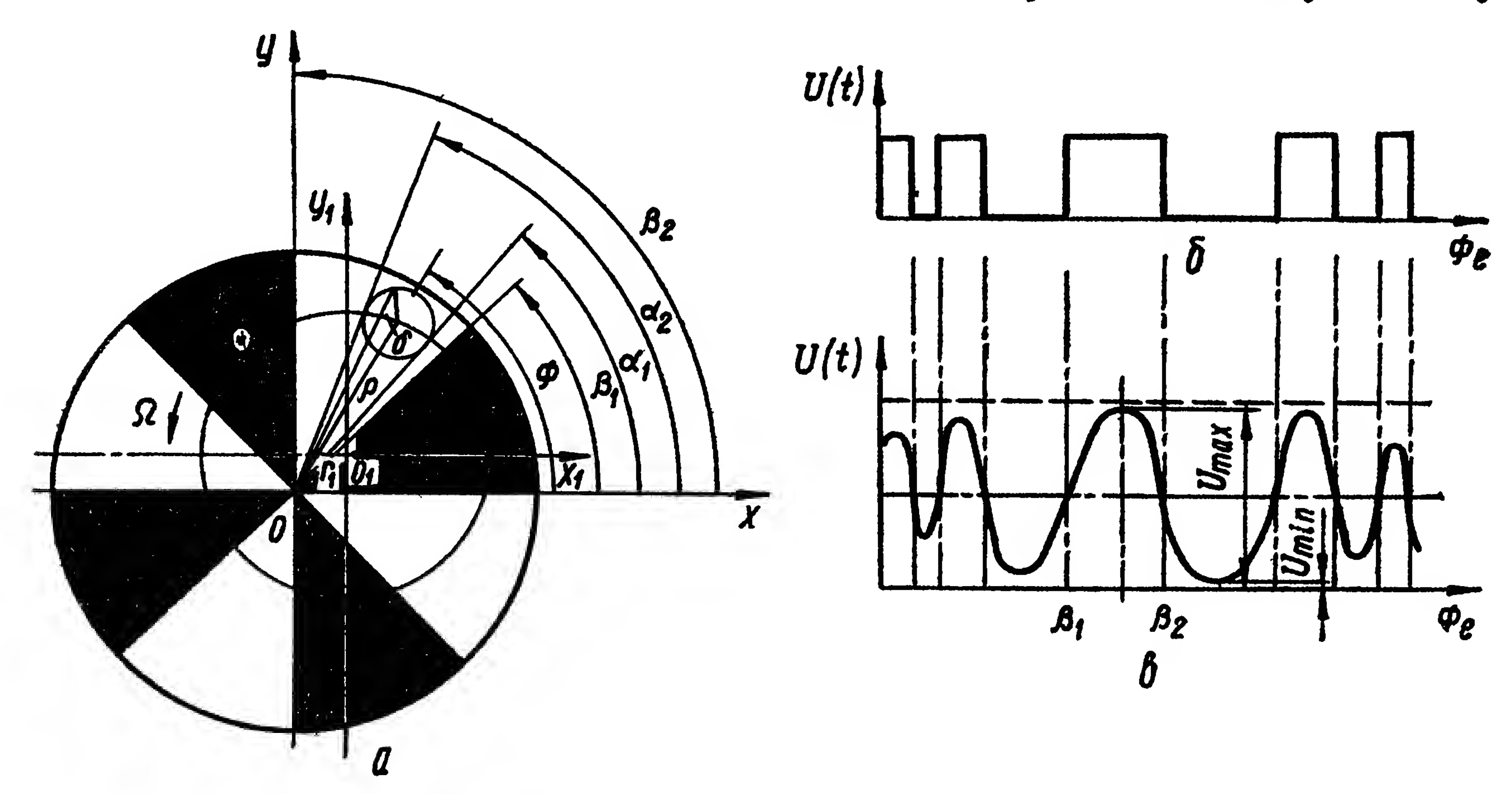


Рис 2 22 Модулирующий диск с прямолинейными секторами (*а*) и характер импульсов на выходе приемника излучения (*б*, *в*)

Огибающая импульсов, выделяемая резонансным усилителем фототока, представляет собой синусоиду, с частотой изменения $f_{ог} = 1/T_{ог}$ и амплитудой, пропорциональной углу рассогласования, а фаза определяется углом фазирования.

При больших углах рассогласования, превышающих угловой размер изображения объекта, длительность пачки импульсов за один оборот зеркала оказывается меньше полупериода. Это является недостатком координатора, так как необходимо применять усилители с широкой полосой пропускания, что приводит к повышению уровня шумов Достоинство рассмотренной схемы заключается в отсутствии зоны нечувствительности, так как центральная область модулирующего диска не участвует в процессе модуляции потока излучения, что имеет место в других схемах координаторов.

ОЭК с амплитудно-частотной модуляцией. Особенностью этого координатора является то, что выходной сигнал модулирован как по амплитуде, так и по частоте. Схема координатора аналогична изображенной на рис 2 21, *а* с той разницей, что в фокальной плоскости размещен модулирующий диск, имеющий $2m$ (m — целое положительное число) равномерно расположенных последовательно чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов (рис 2 22, *а*). Конфигурация сектора описывается функцией f (ρ), которая

характеризует зависимость фазового угла Ф от радиального расстояния ρ.

Поток излучения от теплоизлучающего объекта фокусируется на модулирующем диске в виде пятна остаточных аберраций радиуса δ, вращающегося с постоянной скоростью Ω относительно точки o_1, не совпадающей при наличии угла рассогласования с центром o неподвижного модулирующего диска. Пройдя модулирующий диск, поток излучения попадает на ПИ, с выхода которого модулированный сигнал $U(t)$ подается на дискриминатор, осуществляющий демодуляцию сигнала.

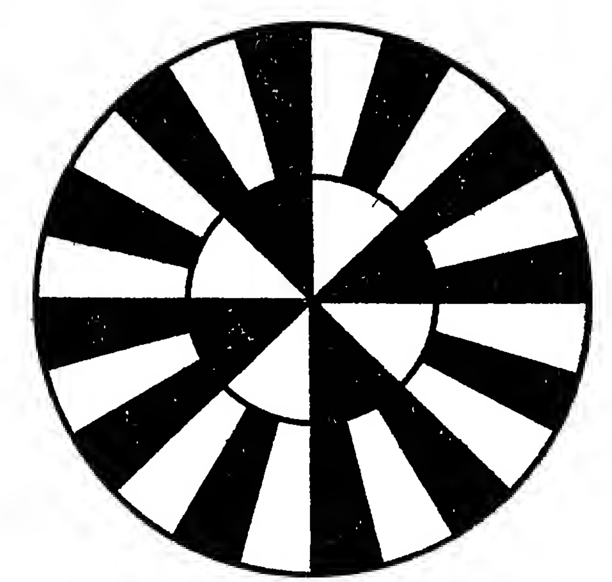


Рис. 2 23 Модулирующий диск с переменным числом равномерно расположенных секторов

В системе координат oxy полярными координатами центра пятна, точек на краю пятна и центра окружности вращения пятна будут соответственно (ρ, Φ), $(\rho, \alpha_2$ и $\rho, \alpha_1)$ и (r_1, β_1); угловой размер сектора растра $\beta_2 - \beta_1$. Когда пятно находится полностью на прозрачном или непрозрачном секторе, сигнал $U(t)$ на выходе или максимален, или равен нулю. В этом случае амплитудная модуляция отсутствует (рис. 2.22, *б*); когда часть пятна находится в одном секторе, а другая — в соседнем появляется амплитудная модуляция. Амплитуда изменяется от U_{min} до U_{max}. По форме сигнала $U(t)$ близок к синусоидальному, но амплитуда его меняется Когда пятно находится на прозрачных секторах $U(t) = U_{max}$, на непрозрачных $U(t) = U_{min}$ (рис 2.22, *в*). Если разность $U_{max} - U_{min}$ достигает минимума, контраст сигнала снижается настолько, что обнаружить его довольно трудно.

Величины U_{max} и U_{min}, характеризующие контраст сигнала $\chi = \dfrac{U_{max} - U_{min}}{U_{max} + U_{min}}$, можно найти решением уравнения $dU(t)/d\Phi_e$, где Φ_e — величина потока излучения за модулирующим диском, которая пропорциональна площади части пятна, находящейся на прозрачном секторе растра. При $\chi = 1$ имеет место чисто частотно-модулированный сигнал, а при $\chi = 0$ — частотная модуляция сигнала отсутствует.

Расчеты [71] показывают, что величина χ зависит от числа m секторов модулирующего растра, которое выбирают таким, чтобы контраст сигнала превышал заданное значение; для этого диск выполняют иногда с переменным числом секторов (рис. 2.23).

Рассмотрим случай, когда изображение теплоизлучающего объекта является точечным, а функцию распределения энергетической яркости в изображении $\delta(\varkappa, t)$ можно считать дельта-функцией. В системе координат oxy (рис. 2,24, *а*) конфигурация сектора модулирующего диска описывается функцией $f(\rho)$, графически изображенной на рис. 2.24, *б*.

Обозначим $r(\varkappa, t)$ пространственную передаточную функцию модулирующего диска. Так как в данном случае диск неподвижен, то $r(\varkappa, t) = r(\varkappa)$. Для функции $r(\varkappa)$ диска, изображенного на рис. 2.24, *а*, $(\Phi - f(\rho))/2\pi = b/m$. Здесь b

является параметром, принимающим разные значения в различных зонах сектора. Например, в зоне OAB $0 \leqslant b \leqslant 1/2$, в OBC $D1/2 \leqslant b \leqslant 1$, в OC $1 \leqslant b \leqslant 3/2$, в ODE $3/2 \leqslant b \leqslant z$ ..., в последней зоне $m - 1/2 \leqslant b < m$. Таким образом, имеем

$$r(\varkappa) = G \sin \{m[\Phi - f(\rho)]\}, \tag{2.8}$$

где $G(w) = \begin{vmatrix} 1 & \text{при} & w \geqslant 0; \\ 0 & \text{при} & w < 0. \end{vmatrix}$

Представляя δ-функцию $\delta(\varkappa, t)$ в виде

$$\delta(\varkappa, t) = \varphi(x - x')\, \varphi(y - y'), \tag{2.9}$$

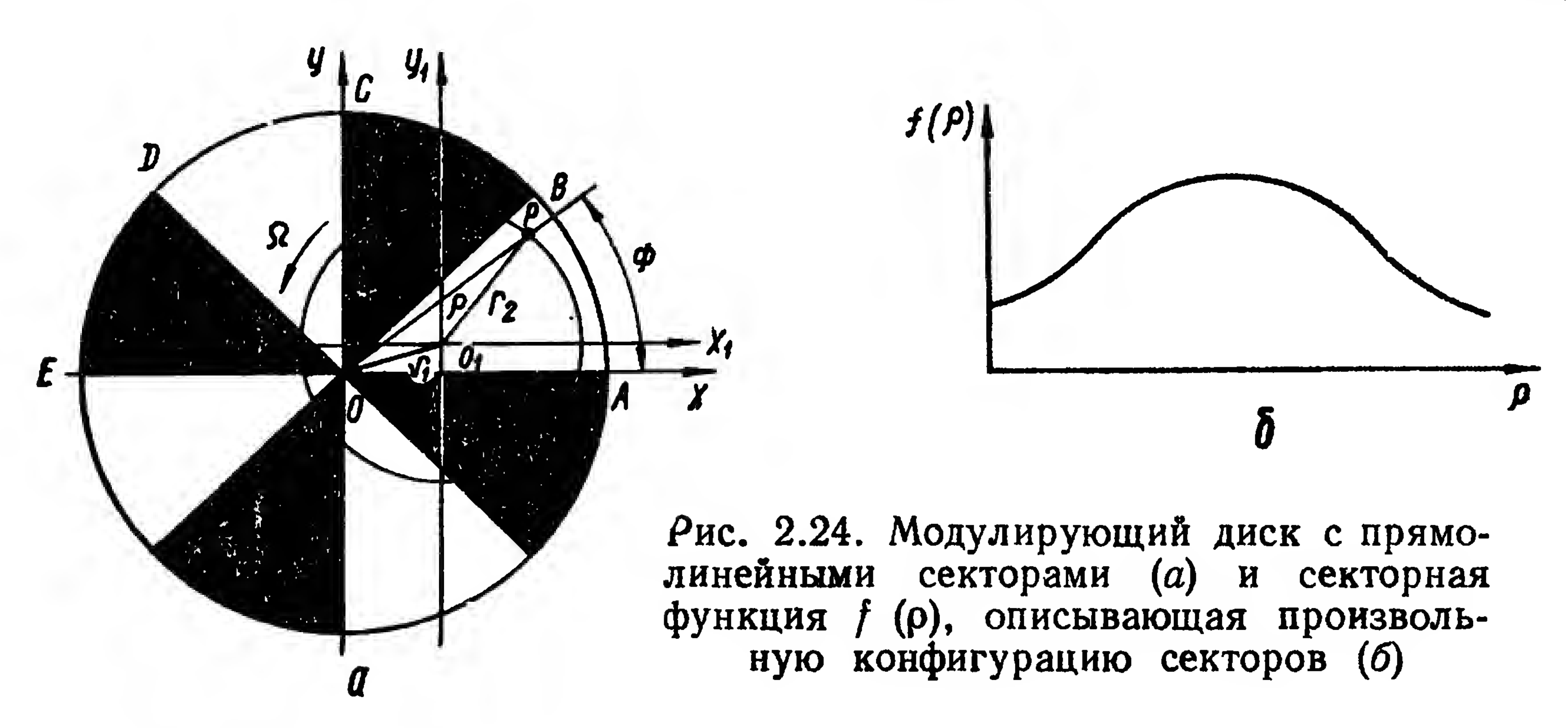


Рис. 2.24. Модулирующий диск с прямолинейными секторами (*а*) и секторная функция $f(\rho)$, описывающая произвольную конфигурацию секторов (*б*)

где $x'(t)$, $y'(t)$ — мгновенные координаты изображения объекта, и считая выходной сигнал ПИ пропорциональным величине потока за модулирующим диском, получаем

$$u(t) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} r(\varkappa)\, \delta(\varkappa, t)\, d^2\varkappa =$$

$$= \iint\limits_{-\infty}^{\infty} G\{\sin[m(\Phi - f(\rho))]\}\, \varphi(x - x')\, \varphi(y - y')\, dxdy. \tag{2.10}$$

В устройстве для определения координат теплоизлучающего объекта используется не сигнал $u(t)$, а выходной сигнал дискриминатора $v(t)$, пропорциональный мгновенной частоте:

$$v(t) = m[d\Phi/dt - f'(\rho)\, d\rho/dt]. \tag{2.11}$$

Для решения уравнения (2.11) в работе [70] предложено перейти к системе координат $o_1x_1y_1$ и заменить дифференцирование Φ по t дифференцированием по длине дуги s окружности радиуса r_2 (s пропорционально времени).

Используя соотношения

$$\Phi = \mathrm{tg}^{-1}(y/x); \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2};$$

$$x = r_2 \cos \Omega t - r_1 \cos \Phi_1; \quad y = r_2 \sin \Omega t - r_1 \sin \Phi_1,$$

уравнение (2.11) можно привести к виду

$$v(t) = m\Omega \left\{1 + \sum_{n=1}^{\infty} (r_1/r_2)^n \cos[n(\Omega t - \Phi_1)] - (df/d\rho)(1/\rho)\, r_1 r_2 \sin(\Omega t - \Phi_1)\right\}. \tag{2.12}$$

Если теплоизлучающий объект находится на оси координатора, то $r_1 = 0$ и $v = m\Omega = \mathrm{const}$, т. е. $m\Omega$ представляет собой несущую частоту.

Растры с секторами различной формы можно исследовать применяя различные значения функции f в равенстве (2.12). Каждому значению f будет соответствовать свое значение выходного сигнала $v(t)$.

Рассмотрим несколько примеров Предположим, что растр выполнен в виде секторов прямолинейной формы, один из которых изображен на рис. 2.25, *а*. Фазовый угол в этом случае не зависит от величины ρ, поэтому положив $f(\rho) = \varepsilon_1 = \mathrm{const}$, получим [70, 71]

$$v(t) = m\Omega \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (r_1/r_2)^n \cos [n(\Omega t - \Phi_1)] \right\}. \qquad (2.13)$$

Рис. 2.25. Различные формы секторов модулирующего диска и соответствующие им секторные функции и формы выходных сигналов

На рис. 2.25, *б*, *в* показаны секторная функция $f(\rho)$ и типовая форма выходного сигнала $v(t)$.

Для растра с секторами спиральной формы (рис. 2.25,*г*) $f(\rho) = \varepsilon_2\rho$. Выходной сигнал в этом случае описывается зависимостью

$$v(t) = m\Omega \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^n \cos [n(\Omega t - \Phi_1)] - \right.$$

$$\left. - \frac{\varepsilon_2 r_1 r_2 \sin (\Omega t - \Phi_1)}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos (\Omega t - \Phi_1)}} \right\}. \qquad (2.14)$$

Секторная функция $f(\rho)$ и типовая форма выходного сигнала $v(t)$ показаны на рис. 2.25, *д*, *е* соответственно.

Для растра с секторами параболической спиральной формы (рис. 2.25, *ж*) $f(\rho) = \varepsilon_3\rho^2$ и

$$v(t) = m\Omega \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (r_1/r_2)^n \cos [n(\Omega t - \Phi_1)] - 2\varepsilon_3 r_1 r_2 \sin (\Omega t - \Phi_1) \right\}. \qquad (2.15)$$

Функция $f(\rho)$ и график $v(t)$ показаны на рис. 2.25, *з*, *и* соответственно.

Зависимость $f(\rho) = \varepsilon_4 \sin \rho$ характерна для растра с секторами сложной спиральной формы (рис. 2.25, *к*); для этого растра выходной сигнал описывается выражением

$$v(t) = m\Omega \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^n \cos [n(\Omega t - \Phi_1)] - \right.$$

$$\left. - \frac{\cos [r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos [n(\Omega t - \Phi_1)]^{1/2}}{[r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos (\Omega t - \Phi_1)]^{1/2}} \varepsilon_4 r_1 r_2 \sin (\Omega t - \Phi_1) \right\}. \qquad (2.16)$$

Функция $f(\rho)$ и график $v(t)$ показаны на рис. 2.25, *л*, *м* соответственно.

ОЭК с фазоимпульсной модуляцией. В ОЭК с фазоимпульсной модуляцией (рис. 2.26) использовано два диска, вращающихся в одном направлении с различными скоростями. Один диск имеет вырез в виде сектора, другой — в виде спирали. При вращении дисков производится просмотр (развертка) картинной плоскости в определенном порядке. При этом значение тока в цепи ПИ, расположенного за дисками, соответствует различным интенсивностям излучения просматриваемых объектов картинной плоскости [31].

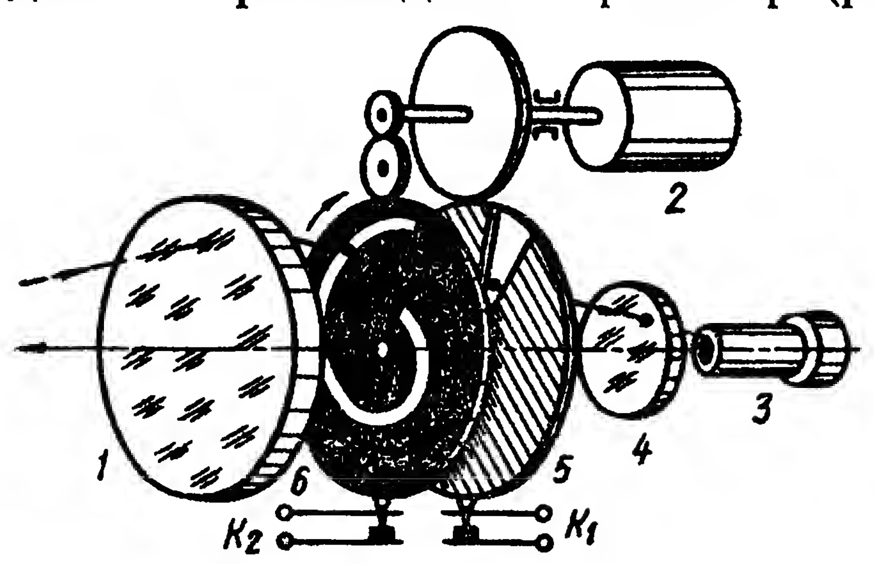


Рис 2.26. Схема координатора с фазоимпульсной модуляцией, обеспечиваемой двумя модулирующими дисками·

1 — объектив, 2 — двигатель, 3 — приемник излучения 4 — конденсор; 5 — диск с секторным вырезом, 6 — диск со спиралевидной прорезью

Положение изображения объекта, характеризуемое полярными координатами (ρ, Φ), определяется следующим образом. Предположим, что диск *5* с секторным вырезом и диск *6* со спиральным вырезом в исходномположении расположены так, как показано на рис 2.26 В этом положении кулачок диска *5* замыкает котнакты *К1*, а кулачок диска *6* — контакты *К2* В цепях этих контактов возникают опорные импульсы тока, характеризующие начальную фазу (начало отсчета).

При вращении дисков наступает момент, когда изображение объекта одновременно попадает на секторный вырез диска *5* и спиральный вырез диска *6*. В этот момент времени в цепи приемника возникает так называемый рабочий импульс, вызванный воздействием излучения объекта. Сдвиг по фазе между рабочим и опорным импульсами контактов *К1* (диска *5*) характеризует координату ρ, а сдвиг по фазе рабочего импульса относительно опорного импульса контактов *К2* (диска *6*) — координату Φ.

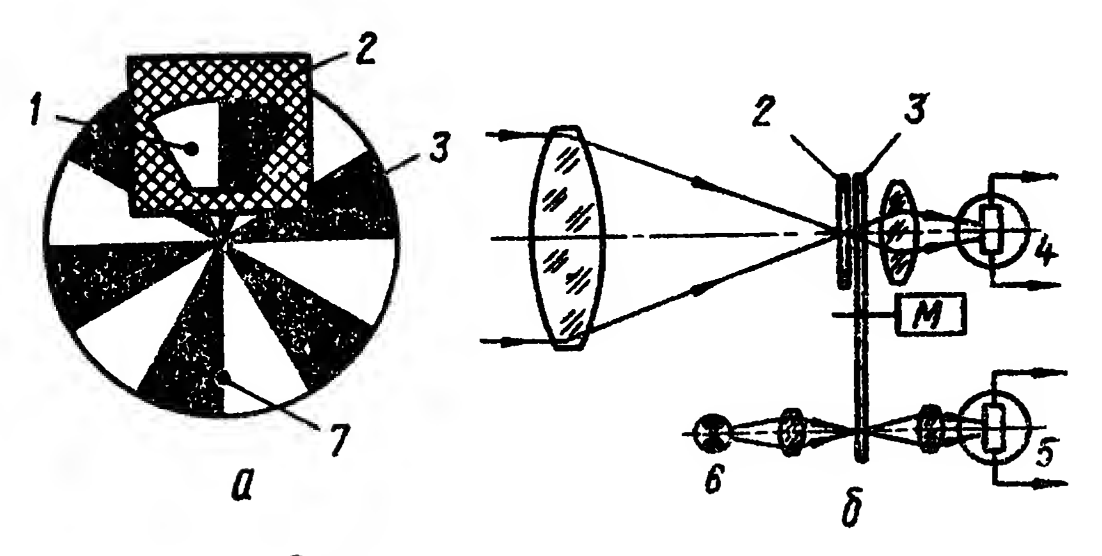


Рис 2 27 Схема координатора с фазоимпульсной модуляцией, обеспечиваемой секторным растром

1, 7 — изображения объекта при различных углах фазирования, 2 — диафрагма поля зрения, 3 — секторный растр; 4, 5 — основной и вспомогательный приемники излучения, 6 — лампа накаливания

Параметры координатора: частота развертки — 10 Гц, угол зрения оптической системы — ±2,5°, дальность действия — не более 3 км, масса — 3 кг.

Рассмотрим координатор с фазоимпульсной модуляцией, обеспечиваемой секторным растром (рис. 2.27) [1] В плоскости растра установлена диафрагма поля зрения с трапецеидальным вырезом, охватывающим два сектора (рис. 2.27, *а*). Излучение объекта,

сфокусированное объективом в плоскости диафрагмы и растра, модулируется и собирается конденсатором на чувствительную площадку приемника. Оптико-электронная система, состоящая из лампы накаливания, объектива, конденсатора и вспомогательного ПИ (рис. 2.27, *б*), служит для формирования опорных импульсов. Положение изображения объекта в фокальной плоскости определяют сравнением фаз опорных импульсов в цепи вспомогательного приемника.

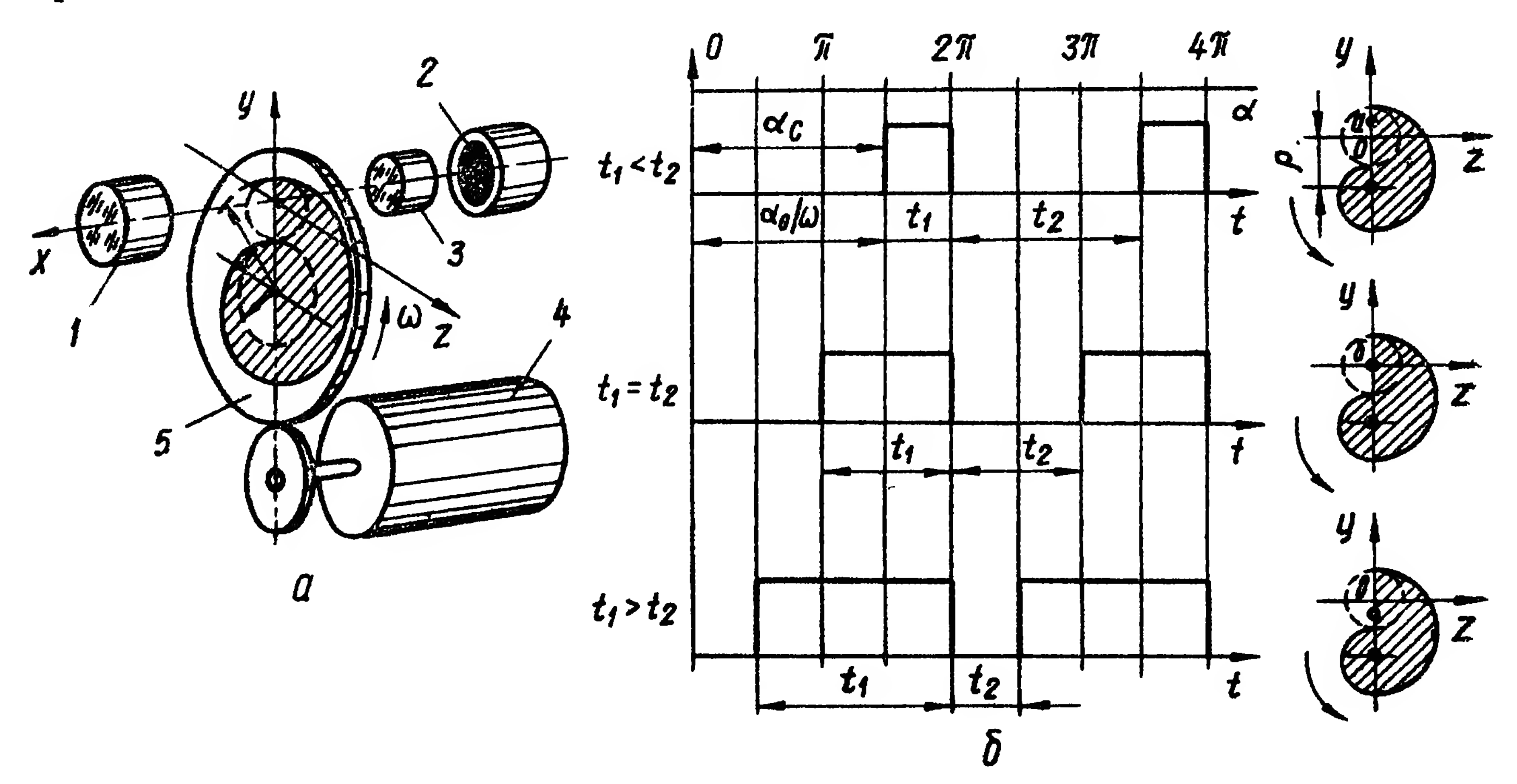


Рис 2 28 Схема координатора с широтно-импульсной модуляцией, осуществляемой модулирующим диском (*а*) и графики формирования импульсов (*б*):
1 — объектив; *2* — приемник излучения; *3* — конденсор; *4* — двигатель; *5* — модулирующий диск

ОЭК с широтно-импульсной модуляцией. В координаторах данного типа (рис. 2.28, *а*) угол рассогласования определяется продолжительностью импульса в цепи приемника или на выходе электронных блоков координатора, вызванного воздействием излучения объекта В координаторе модулятор выполнен в виде диска, у которого граница между прозрачной и непрозрачной частями сделана по спирали Архимеда [56]. В зависимости от положения изображения объекта в фокальной плоскости объектива (в которой расположен вращающийся диск) приемник закрывается на больший или меньший промежуток времени. Например, если изображение объекта находится в точке *а* (рис. 2.28, *б*), то в течение времени вращения диска в пределах угла от 0 до α_0 приемник перекрыт непрозрачной частью диска, и в цепи ПИ ток не протекает. При вращении диска в пределах от α_a до 2π приемник находится под воздействием излучения объекта, и в цепи ПИ протекает ток.

Если изображение находится в точке *б*, через которую проходит оптическая ось, то время t_1 прохождения тока в цепи приемника равно времени t_2 отсутствия тока в цепи ($t_1 = t_2$). Если изображение объекта находится в точке *б*, то $t_1 > t_2$. Таким образом, в зависимости от смещения изображения объекта относительно точки *о*, характеризующего величину и знак угла рассогласования,

изменяется продолжительность импульса t_1 в цепи П И и соответственно соотношение между длительностью импульса t_1 и длительностью паузы t_2.

Выходной сигнал координатора (в данной плоскости) пропорционален коэффициенту

$$\xi = \frac{(t_1 - t_2)}{(t_1 + t_2)} = \frac{\omega (t_1 - t_2)}{2\pi}.$$

При малых углах рассогласования ($\varphi < 15°$)

$$\xi \approx \frac{2f_{об}}{(R_0 - r_0)} \varphi,$$

где R_0 и r_0 — радиусы (обозначены на рис. 2.28, *а*); $f_{об}$ — фокусное расстояние объектива.

На примере этого координатора покажем как определяется результирующая погрешность $\Delta\varphi$ измерения угла рассогласования. Величина $\Delta\varphi$ зависит от погрешности $\Delta\varphi_\varepsilon$, обусловленной эксцентриситетом ε оси вращения модулирующего диска, погрешности $\Delta\varphi_\rho$ — вследствие отступления профиля контура спирали Архимеда от теоретического, погрешности $\Delta\varphi_\omega$ — за счет неравномерности частоты вращения модулирующего диска и погрешности $\Delta\varphi_ф$ фиксации положения импульсов.

Эксцентриситет ε вызывает погрешность $\Delta\varphi_\varepsilon$ в линейности статической характеристики, которая при $\varepsilon \ll \rho$ (ρ — радиус-вектор, характеризующий положение изображения объекта) происходит по закону

$$\Delta\varphi_\varepsilon = \varepsilon \cos(\varphi - \psi_0)/f_{об},$$

где $f_{об}$ — фокусное расстояние объектива; ψ_0 — начальная фаза вектора эксцентриситета.

Максимальное значение этой погрешности $(\Delta\varphi_\varepsilon)_{max} = \varepsilon/f_{об}$, погрешность $\Delta\varphi_\rho = \Delta\rho/f_{об}$. Неравномерность частоты вращения модулирующего диска в пределах одного оборота вызывает погрешность $\Delta\varphi_\omega = \rho_0\Delta\omega/(f_{об}\omega)$.

Погрешность $\Delta\varphi_ф$ зависит от способа фиксации положения импульса в цепи ПИ. Наиболее простым является способ фиксации по положению фронта, отсчитываемого на уровне срабатывания. Но этому способу присуща наибольшая флуктуационная погрешность. Более совершенным с точки зрения систематических и флуктуационных погрешностей является способ фиксации по положению середины импульсов и по точкам перегиба. Флуктуационные среднеквадратичные погрешности фиксации импульсов для первого и второго способов определяются соответственно зависимостями

$$\sigma_{ф1} = \sigma_t (1 + R_{1-2})/(2\varepsilon); \quad \sigma_{ф2} = \sqrt{\overline{U_ш^2}}/(s\varepsilon),$$

где ε — чувствительность координатора; σ_t — среднеквадратичное значение флуктуации точки пересечения фронта импульса с уровнем срабатывания $U_{пор}$ ($\Phi_{пор}$); R_{1-2} — коэффициент взаимной корреляции точек фиксации фронта и среза импульсов (в

наиболее неблагоприятном случае $R_{1-2} = 1$ и $\sigma_{\text{ф}1} = \sigma_t /\varepsilon$); $\overline{U}_{\text{ш}}^2$ — дисперсия шумов после второго дифференцирования импульсов, которое используется для определения точек перегиба последних; s — крутизна сигнала в точке перегиба, образующаяся после второго дифференцирования импульсов и приведенная ко входу [65].

В другой схеме координатора с широтно-импульсной модуляцией (рис. 2 29, *а*) ПИ выполнен в виде равноплечного креста

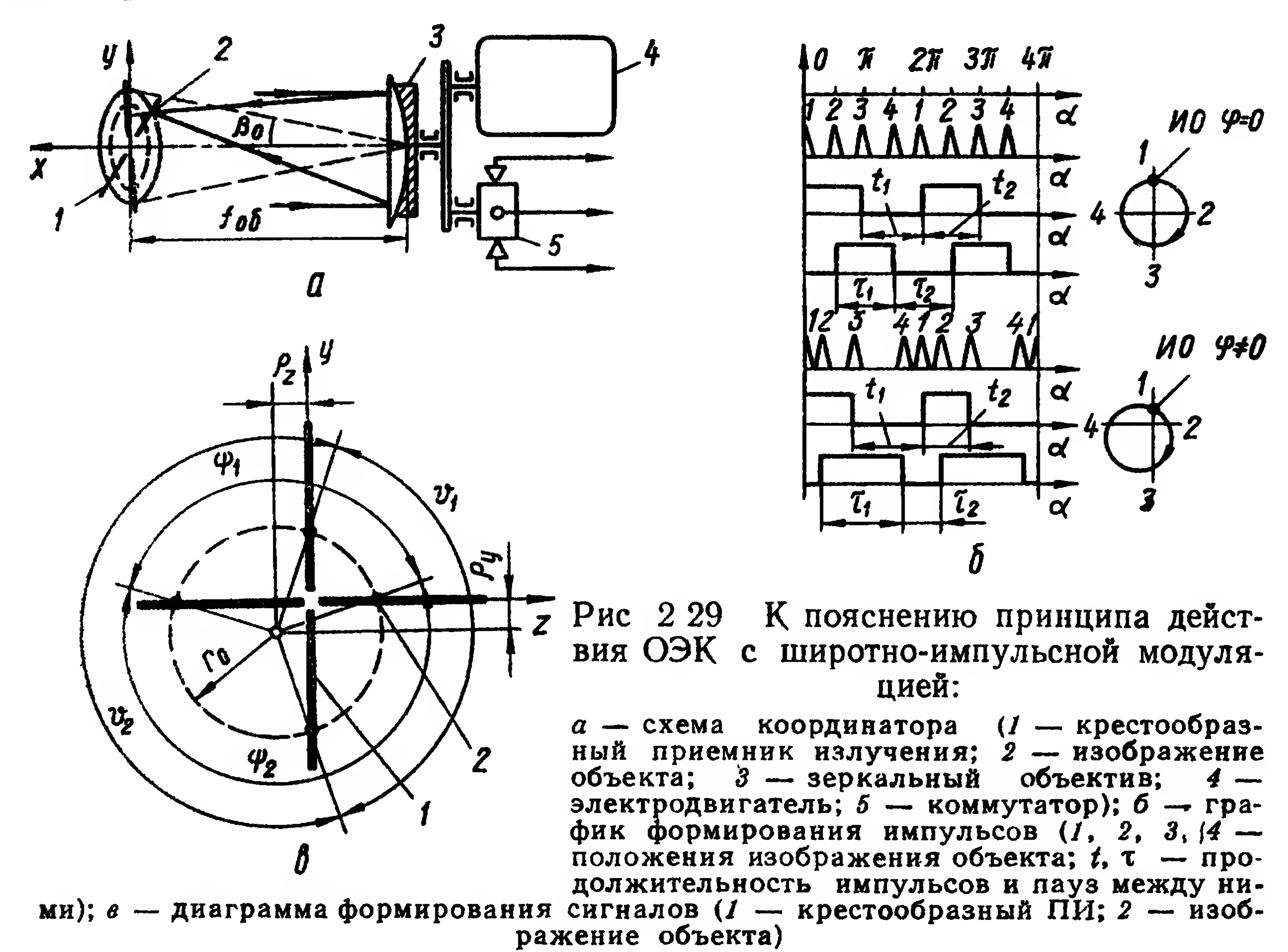


Рис 2 29 К пояснению принципа действия ОЭК с широтно-импульсной модуляцией:

а — схема координатора (*1* — крестообразный приемник излучения; *2* — изображение объекта; *3* — зеркальный объектив; *4* — электродвигатель; *5* — коммутатор); *б* — график формирования импульсов (*1*, *2*, *3*, *4* — положения изображения объекта; t, τ — продолжительность импульсов и пауз между ними); *в* — диаграмма формирования сигналов (*1* — крестообразный ПИ; *2* — изображение объекта)

и расположен в фокальной плоскости параболического зеркала. Последнее вращается с постоянной скоростью электродвигателем, причем ось вращения зеркала образует постоянный угол β_0 с нормалью к отражающей поверхности в точке ее пересечения с осью вращения [56].

Если угол рассогласования равен нулю, изображение объекта в фокальной плоскости зеркала при его вращении перемещается по окружности, симметричной относительно крестообразного приемника. При наличии угла рассогласования центр окружности смещается относительно центра креста в ту или другую сторону. Каждое плечо приемника представляет собой фоторезистор, пересечение которого изображением объекта вызывает появление импульсов на выходе усилителя. С помощью электронных схем эти импульсы преобразуют в прямоугольные, продолжительность которых зависит от угла рассогласования. Графики формирования импульсов изображены на рис. 2.29, *б*.

Для каждого плеча приемника должен быть предусмотрен отдельный усилитель фототока, однако может быть использован и

один усилитель; в этом случае необходима установка коммутатора, вращающегося синхронно с зеркалом и подключающего попеременно цепи отдельных плеч приемника на вход усилителя.

Обозначая t_1 продолжительность прямоугольного импульса (зависящего от угла рассогласования φ) и t_2 — продолжительность пауз между импульсами, находим зависимость

$$\xi(\varphi) = (t_1 - t_2)/(t_1 + t_2)$$

для одной из координатных осей (например, для оси y).

Если считать $\rho_y \approx f_{об}\varphi_y$ и $r_0 = f_{об}\,\mathrm{tg}\,\beta_0$, то согласно рис. 2.29, в

$$\xi_y = \frac{\psi_1 - \psi_2}{\psi_1 + \psi_2} \approx \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{\varphi_y}{\mathrm{tg}\,\beta_0}.$$

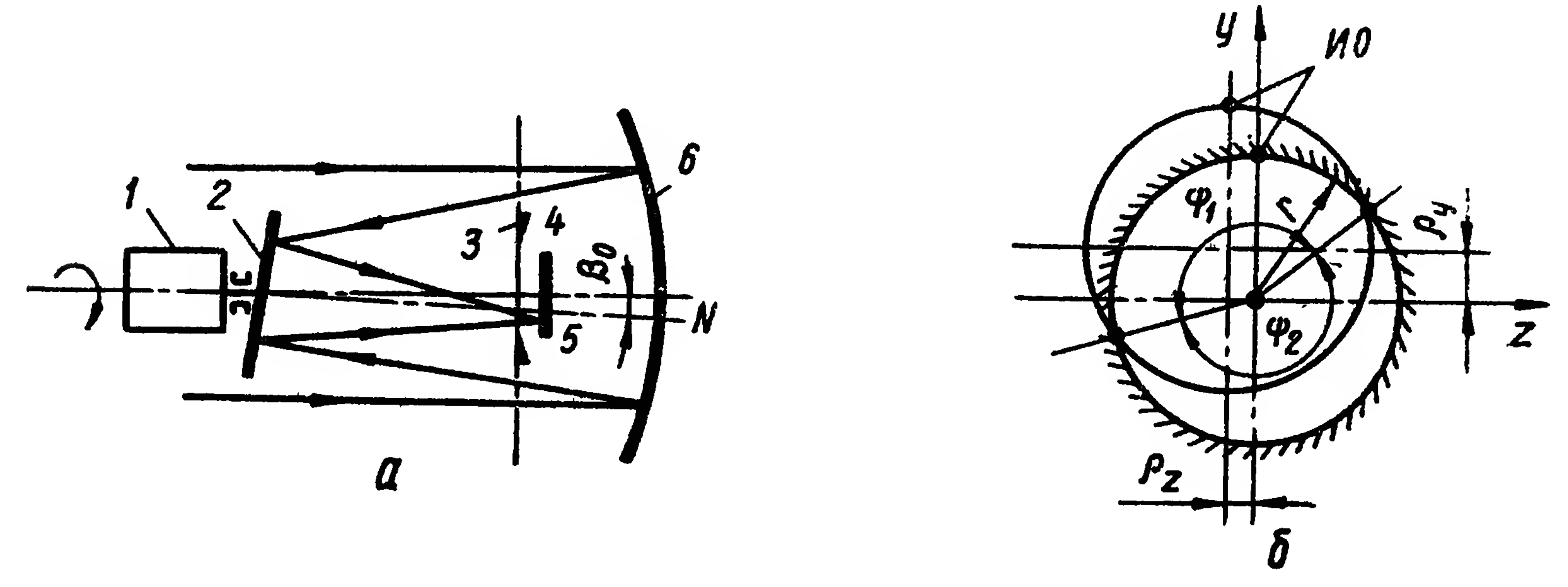


Рис. 2.30. Схема координатора с широтно-импульсной модуляцией (*а*) и схема вращения изображения объекта (*б*)

1 — двигатель; *2* — вторичное плоское зеркало, *3* — диафрагма с круглым отверстием, *4* — приемник излучения; *5* — нормаль к плоскому зеркалу, *6* — первичное (главное) зеркало; *ИО* — изображение объекта

При малых углах рассогласования получаем приближенное равенство:

$$\xi_y \approx 2\varphi_y/(\pi\,\mathrm{tg}\,\beta_0).$$

Для другой координатной оси (z)

$$\xi_z = \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \approx \frac{2\varphi_z}{\pi\,\mathrm{tg}\,\beta_0}.$$

Аналогичный координатор (рис. 2 30, *а*) можно построить по схеме с одним приемником и одним усилителем фототока [31; 33] Здесь вращение изображения объекта создается вращающимся зеркалом, нормаль к которому образует с оптической осью постоянный угол β_0. В фокальной плоскости установлена круглая диафрагма, ограничивающая размеры чувствительной площадки приемника, расположенного за диафрагмой.

При угле рассогласования, равном нулю, изображение объекта описывает окружность, центр которой лежит на оптической оси, а радиус равен радиусу r отверстия диафрагмы (рис. 2.30, *б*). Так как изображение объекта имеет конечные размеры и перемещается по краю отверстия диафрагмы, приемник облучается постоянным потоком, равным половине потока от объекта. В цепи приемника

протекает постоянный ток, и сигнал на выходе координатора равен нулю.

В том случае когда угол рассогласования отличается от нуля, изображение объекта перемещается по окружности, центр которой не совпадает с центром диафрагмы. Излучение объекта попадает на приемник периодически — в течение времени прохождения части окружности, лежащей в пределах отверстия диафрагмы. В цепи приемника возникают импульсы тока, продолжительность которых определяется смещением центра окружности вращения изображения объекта относительно центра диафрагмы, т. е. углом рассогласования.

В последние годы реализована идея замены вращения изображения объекта с помощью зеркала вращением электронного пятна, положение которого в заданной плоскости идентично положению изображения объекта в фокальной плоскости объектива. Координаторы с электронной разверткой основаны на использовании фотоэлектронных устройств типа диссекторов. Диссектор представляет собой стеклянную вакуумированную колбу, состоящую из двух секций: секции переноса изображения и секции электронного умножения. На передний торец колбы в секции переноса изображения нанесен фоточувствительный слой (фотокатод).

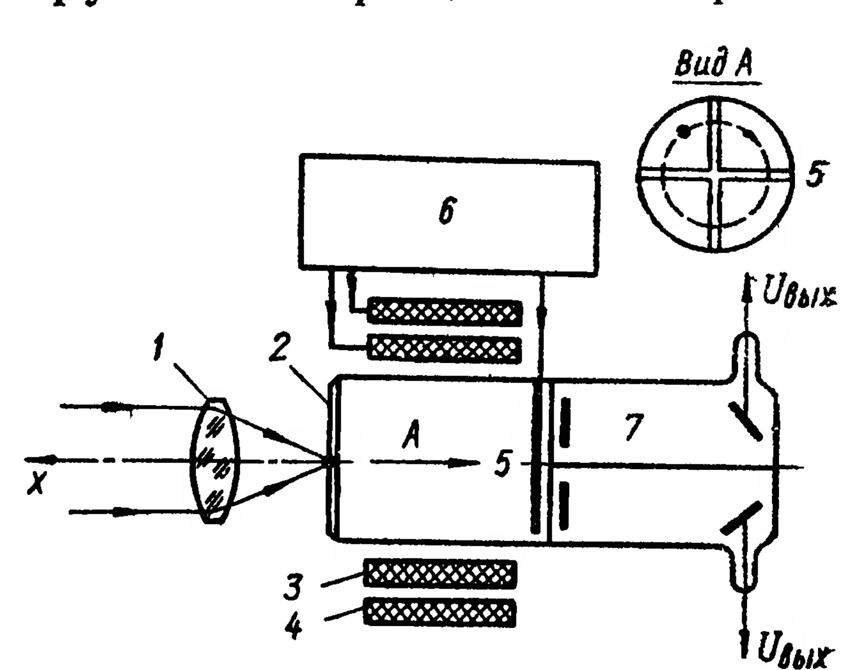


Рис 2 31. Схема координатора с диссектором

1 — объектив, 2 — фотокатод, 3, 4 — соответственно фокусирующая и отклоняющая катушки, 5 — анод, 6 — блок питания и развертки, 7 — фотоэлектронный умножитель

Схема координатора, использующего диссектор, показана на рис. 2 31. Излучение объекта фокусируется объективом на поверхность фотокатода диссектора. Поток электронов, эмитируемых фотокатодом, направляется к аноду. Магнитное поле катушки фокусирует электронное изображение в плоскости модулирующего диска — тонкой пластины с крестообразной прорезью На отклоняющие катушки подают синусоидальные напряжения, сдвинутые по фазе на 90°, в результате чего магнитное поле этих катушек вызывает перемещение по окружности электронного пятна в плоскости модулирующего диска. Амплитуды напряжений, подаваемых на отклоняющие катушки, выбраны такими, чтобы диаметр окружности, описываемый электронным пятном, был в 1,5—2 раза меньше диаметра модулирующего диска

Если угол рассогласования равен нулю, центр окружности, описываемой электронным пятном, совпадает с центром модулирующего диска При этом с диссектора снимают импульсы тока, следующие через равные промежутки времени Если угол рассогласования отличен от нуля, промежутки времени между импульсами становятся неодинаковыми, так как в этом случае центр окруж-

ности, описываемой электронным пятном, смещается относительно центра модулирующего диска на некоторую величину, пропорциональную углу рассогласования. Графики формирования импульсов идентичны изображенным на рис. 2.29, *б*.

Для упрощения формирования сигналов управления и повышения помехоустойчивости координатора крестообразные прорези можно образовать несколькими щелями (рис. 2.32). В этом случае сигнал представляет собой пачки с различным количеством импульсов. Диссектор можно выполнить четырехканальным с отдельным

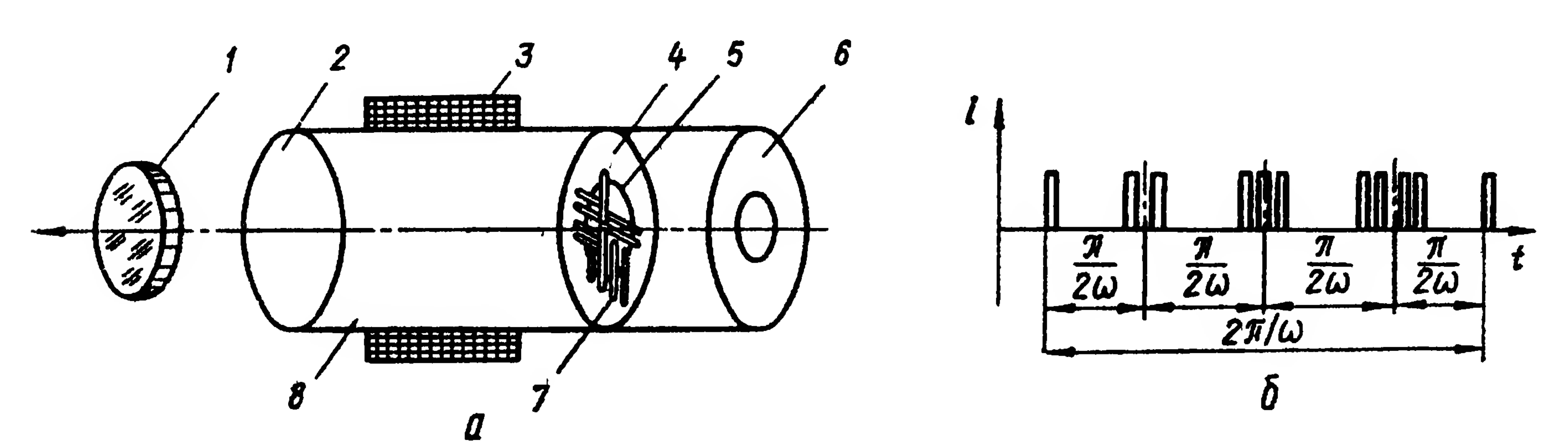


Рис 2 32. Координатор с модулирующим диском, имеющим различное число щелей в плечах крестообразного выреза (*а*) и графики формирования импульсов (*б*):

1 — объектив; *2* — фотокатод; *3* — фокусирующие и отклоняющие катушки; *4* — модулирующий диск, *5* — траектория сканирования; *6* — анод; *7* — прорези в диске; *8* — стеклянный баллон

электронным умножителем для каждого плеча крестообразной прорези. Тогда возможно его включение по дифференциальной схеме.

Для высокоточных следящих систем созданы вибрационные координаторы, позволяющие измерять угловые рассогласования с точностью до десятых долей угловой секунды Основной частью этих измерителей является щелевая диафрагма, совершающая гармонические колебания относительно оси визирования. Для этого диафрагму устанавливают на якоре электромеханического вибратора или на ножке камертона. В первом случае получаются колебания большой амплитуды и поле зрения прибора может быть также достаточно большим. Такие приборы целесообразно применять для грубой ступени системы слежения, когда допустимые угловые погрешности превышают 10 мрад. В камертонных измерительных устройствах диафрагма колеблется с малой амплитудой 40...60 мкм. Эти устройства применяют в точных ступенях системы слежения, когда допустимая погрешность в определении угла рассогласования составляет сотые доли миллирадиана

Принцип работы вибрационного координатора заключается в следующем [44]. Щелевая диафрагма шириной b (рис. 2 33, *а*) совершает в фокальной плоскости оптической системы гармонические колебания с амплитудой A относительно оси y. Диаметр d изображения объекта слежения в фокальной плоскости значительно меньше ширины щели ($d \ll b$), поэтому это изображение можно считать точечным. Если изображение объекта находится строго на оси, то при гармоническом движении щели она модулирует поток излуче-

ния Огибающая импульсов тока в цепи приемника в этом случае содержит только четные гармоники частоты колебаний диафрагмы (рис. 2.33, *в*). Когда изображение объекта смещено вправо относительно оси y на величину ρ_z, закон следования импульсов асимметричен (рис. 2.33, *г*). Такая последовательность импульсов содержит компоненту основной частоты, которая образует сигнал рассогласования. Аналогичное происходит при смещении изображения объекта влево от оси y (рис. 2.33, *д*).

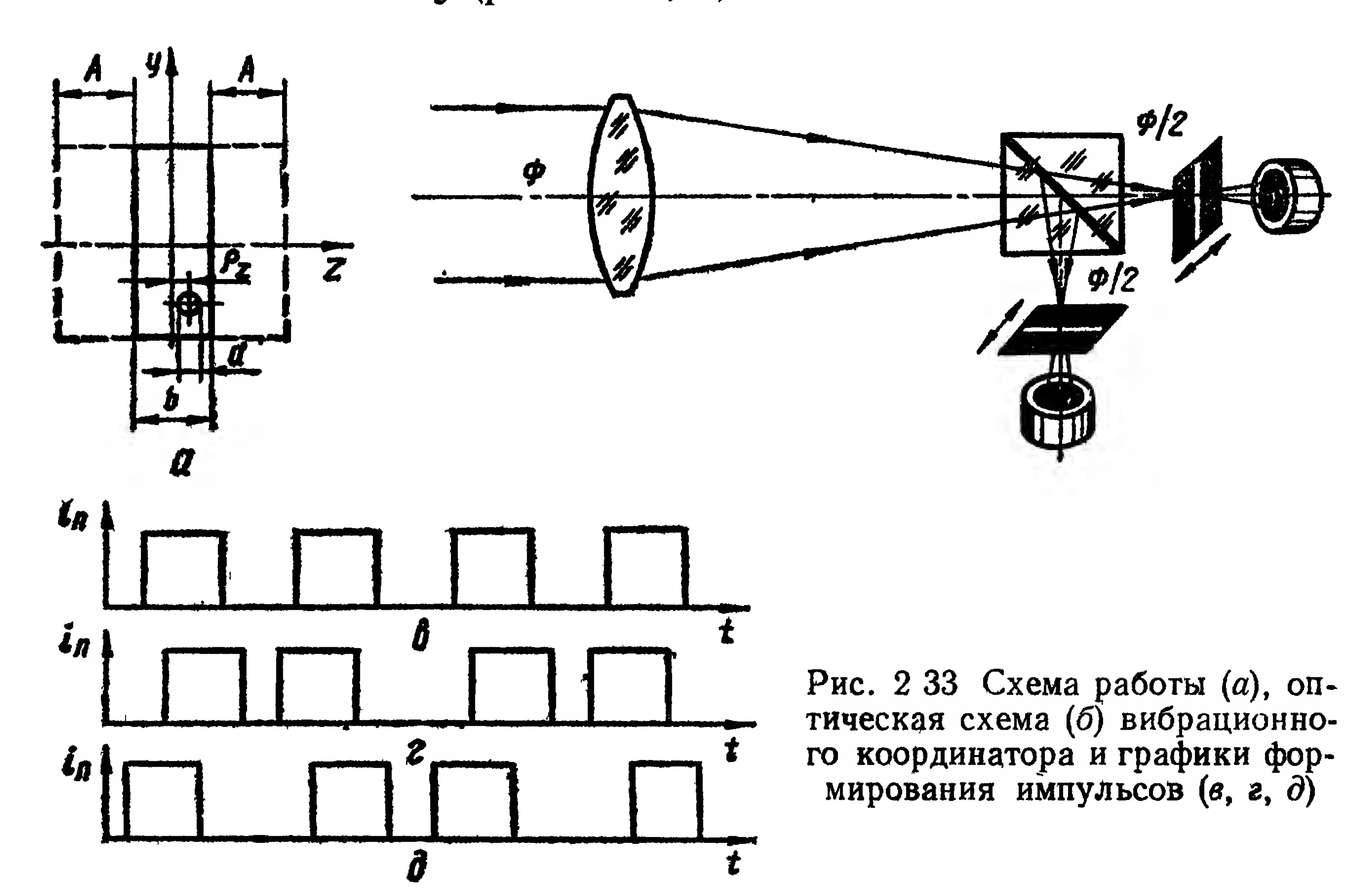


Рис. 2 33 Схема работы (*а*), оптическая схема (*б*) вибрационного координатора и графики формирования импульсов (*в*, *г*, *д*)

Для получения двухкоординатного измерителя углового рассогласования устанавливают в фокальной плоскости на близком расстоянии друг от друга две диафрагмы, колеблющиеся с разными частотами в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Другой способ заключается в том, что поток излучения расщепляют на два равных по мощности пучка, и в каждом из них устанавливают две диафрагмы со своими приемниками излучения (рис. 2.33, *б*). Колебания щелей при этом должны быть также во взаимно перпендикулярных направлениях. Наконец, сканирующую диафрагму выполняют в виде треугольника так, что при малых отклонениях изображения объекта вдоль оси z длительность импульса линейно зависит от смещения вдоль оси y, т. е. $\tau = \tau_0 + k\rho_y$, где $k = k_{max}/2y_0$; b_{max} — размер основания треугольника; y_0 — половина высоты треугольника, τ_0 — длительность импульса при $z = y = 0$.

Вибрационные координаторы используют в таких системах, где сигнал рассогласования должен иметь дискретную форму. Для измерения промежутка времени между двумя импульсами последний заполняется сигналами повышенной частоты и подсчитывается число этих сигналов, укладывающихся в промежутке между основными импульсами.

Широтно-импульсную модуляцию можно получить также с помощью вращающегося диска (рис. 2.34, *а*). Когда изображение малоразмерного теплоизлучающего объекта находится вблизи центра диска (точка *А*), в цепи ПИ возникают импульсы фототока $i_ф$, малой продолжительности (рис. 2.34, *б*). При смещении изображения к краю диска (точка *Б*) продолжительность импульсов увеличивается (рис 2.34, *в*).

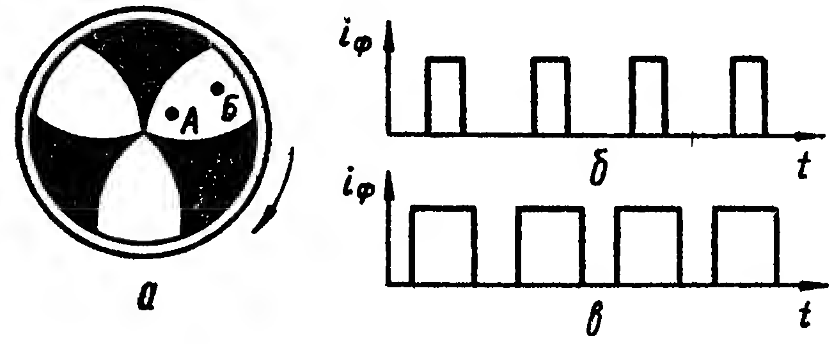


Рис. 2 34 Модулирующий растр для широтно-импульсной модуляции (*а*) и графики формирования импульсов (*б*, *в*)

Для того чтобы получить сигнал, зависящий не только от радиуса-вектора, но и от полярного угла изображения объекта, фигурный вырез делают в одном квадранте (рис 2 35) Синхронно с модулирующим диском вращается квадрантный переключатель, попеременно подключающий выход усилителя фототока к одному из четырех сегментов, соответствующих положению фигурного выреза диска в том или ином квадранте. Этим достигается распределение импульсов по двум координатным плоскостям, в которых измеряются составляющие угла рассогласования.

Модулирующий диск с прозрачным сектором, имеющим максимальный угол раскрытия 90° (рис. 2.36, *а*), позволяет определить положение изображения точечного источника (точка *И*) в пределах поля $B \times H$ относительно оптической оси прибора, совпадающей с центром *о* координатной системы *yoz*. Положение изображения в указанной системе координат определяется координатами $\rho_z = \rho \cos \psi$; $\rho_y = \rho \sin \psi$, где ρ — радиус-вектор смещения изображения относительно центра *о*; ψ — угол фазирования. Полагая зависимость ρ от угла α линейной ($\rho = \frac{\alpha}{\pi/2} R$, где $\alpha = \tau_\alpha \omega$: $R = \sqrt{H^2 + B^2}/2$), с учетом $\psi = \tau_\psi \omega$, имеем

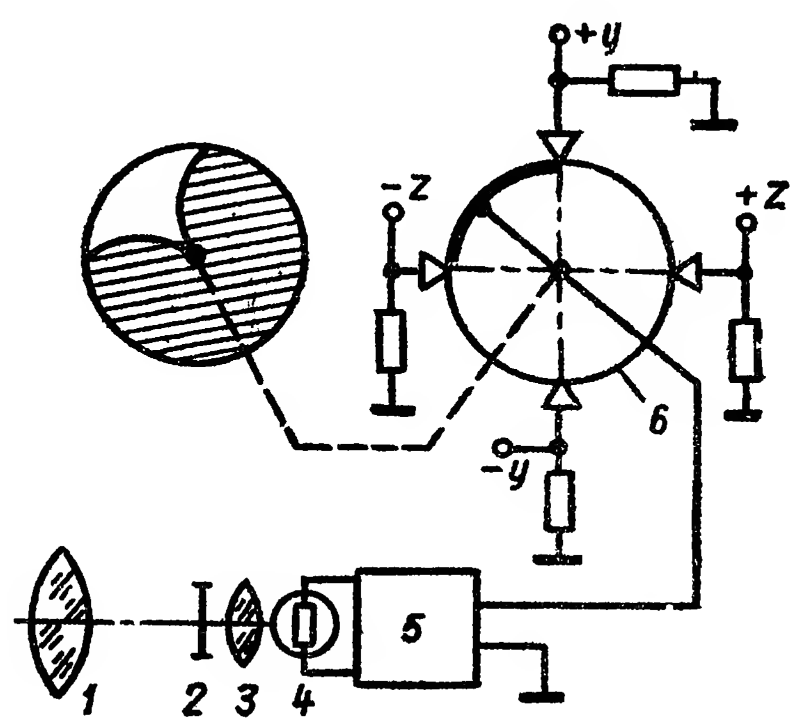


Рис. 2 35 Схема координатора с широтно-импульсной модуляцией:

1 — объектив; *2* — вращающийся растр; *3* — конденсор; *4* — приемник излучения, *5* — усилитель фототока; *6* — квадрантный переключатель

$$\rho_z = k_1 \tau_\alpha \cos(\omega \tau_\psi); \quad \rho_y = k_1 \tau_\alpha \sin(\omega \tau_\psi)$$

В приведенных выражениях $k_1 = 4Rn$; $n = \omega/(2\pi)$ — частота вращения, c^{-1}, τ_α — временные интервалы между моментами пересечения кромок прозрачной части диска изображением точечного излучателя (длительность сигнального импульса); τ_ψ — смещение по времени (фазе) сигнальных импульсов относительно опорных.

Рассмотренный модулирующий диск имеет недостаток: при малых углах рассогласования он работает неудовлетворительно, так

как угловой диаметр изображения оказывается больше ширины прозрачного сектора диска Значительно лучше в этом отношении диск с максимальным углом раскрытия 180° (рис. 2.36, *б*). Положение изображения в этом диске с учетом линейной зависимости $\rho = \alpha R/\pi$ определяется координатами

$$\rho_z = \frac{k_1}{2} \tau_\alpha \cos(\omega\tau_\psi);$$

$$\rho_y = \frac{k_1}{2} \tau_\alpha \sin(\omega\tau_\psi).$$

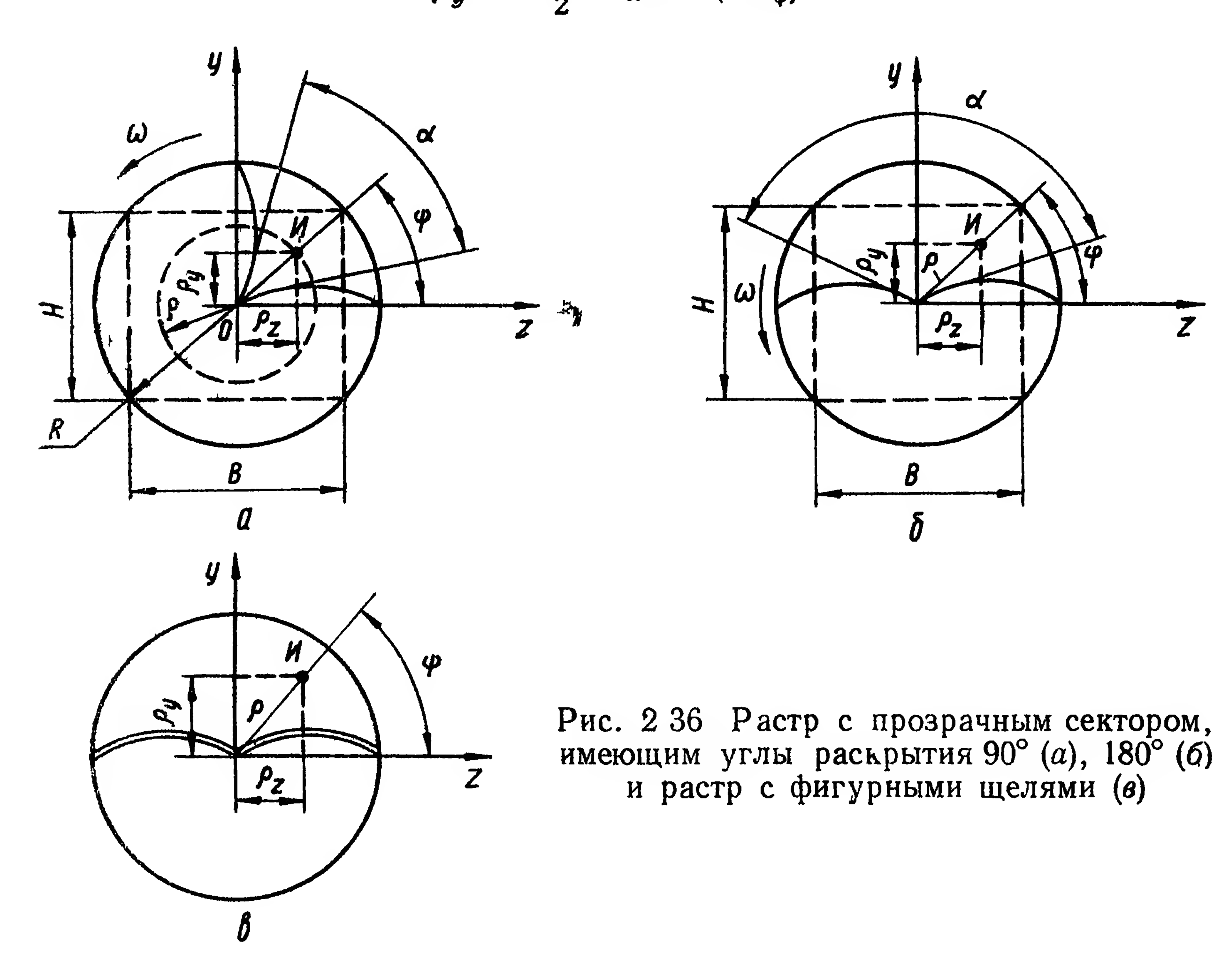


Рис. 2 36 Растр с прозрачным сектором, имеющим углы раскрытия 90° (*а*), 180° (*б*) и растр с фигурными щелями (*в*)

Прозрачный участок диска можно заменить двумя фигурными щелями (рис 2.36, *в*). При этом длительность импульсов и их временное положение определяются фиксацией двух фронтов импульсов.

Таблицы, содержащие конфигурации различных модулирующих дисков и соответствующие им сигналы в цепях приемников излучения, приведены в приложении.

4. ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДУЛИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ ОЭК

Периодический сигнал в цепи ПИ, облучаемого модулированным потоком, можно представить в виде суммы спектральных составляющих. Амплитуды и фазы отдельных гармоник зависят от типа модулирующего диска и характера его растра.

Одним из критериев для сравнительной оценки модулирующих дисков может быть мощность, переносимая той спектральной составляющей модулированного излучения, которую выделяет резо

нансный усилитель фототока. При прочих равных условиях модулирующее устройство будет обеспечивать тем большую дальность действия прибора, чем больше мощность, трансформируемая в процессе модуляции потока излучения и выделения определенной спектральной составляющей сигнала.

Определим значение мощности, переносимой спектральными составляющими модулированного излучения, при использовании некоторых типов модулирующих дисков.

Напомним формулы разложения периодических функций в ряд Фурье. Известно, что всякую периодическую функцию $f(x)$ переменной x периода T, удовлетворяющую условиям Дирихле (т. е ограниченную, кусочно-непрерывную и имеющую на протяжении периода конечное число экстремальных значений) можно представить в виде ряда Фурье:

$$f(x) = a_0 + \sum_{k=1}^{n} \left(a_k \cos 2\pi k \frac{x}{T} + b_k \sin 2\pi k \frac{x}{T} \right),$$

где

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(x)\, dx;$$

$$\left.\begin{matrix} a_k \\ b_k \end{matrix}\right| = \int_{-T/2}^{T/2} f(x) \left|\begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix}\right| 2\pi k \frac{x}{T}\, dx$$

$$(k = 1, 2, 3, \ldots).$$

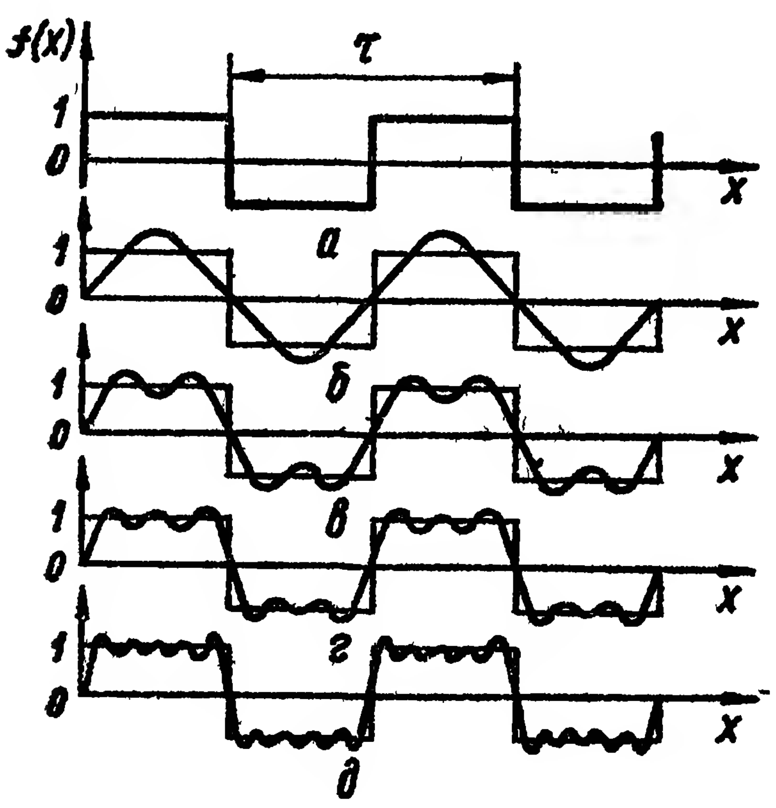


Рис 2 37. Разложение в ряд Фурье прямоугольной пилообразной функции $f(x)$:

а — $f(x)$; *б* — первая гармоника функции $f(x)$; *в, г, д* — кривые, рассчитанные по первым двум, трем и четырем членам разложения функции $f(x)$ в ряд Фурье

Величина a_0 выражает среднее значение функции за период и называется постоянной составляющей; отдельные слагаемые носят название гармоник и имеют частоты, кратные основной частоте $1/T$.

Если функция $f(x)$ четная $(f(-x) = -f(x))$, то

$$a_k = \frac{4}{T} \int_0^{T/2} f(x) \cos 2\pi k \frac{x}{T}\, dx; \quad b_k = 0.$$

Для нечетной функции $(f(x) = -f(-x))$

$$a_k = 0, \quad b_k = \frac{4}{T} \int_0^{T/2} f(x) \sin 2\pi k \frac{x}{T}\, dx.$$

В качестве примера рассмотрим разложение в ряд Фурье прямоугольной пилообразной функции $f(x)$, которая принимает значение $+1$ или -1 с периодом τ (рис. 2 37). Находим

$$a_0 = \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} f(x)\, dx = 0; \quad a_k = \frac{2}{\tau} f(x) \cos 2\pi_k \frac{x}{\tau}\, dx = 0;$$

$$b_k = \frac{2}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} f(x) \sin 2\pi k \frac{x}{\tau}\, dx = \left| \begin{matrix} 0, & \text{если } k = 2n \text{ (четное);} \\ \dfrac{4}{k\pi}, & \text{если } k = 2n+1 \text{ (нечетное).} \end{matrix} \right.$$

Таким образом, функция $f(x)$ (рис. 2 37, *а*) может быть представлена следующим рядом·

$$f(x) = \frac{4}{\pi}\left(\sin\frac{2\pi x}{\tau} + \frac{1}{3}\sin 3\frac{2\pi x}{\tau} + \frac{1}{5}\sin 5\frac{2\pi x}{\tau} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{7}\sin 7\frac{2\pi x}{\tau} + \cdots\right).$$

С увеличением числа членов ряда представление функции становится все более точным, как это видио из рис. 2 37, где показаны кривые, соответствующие первому члену ряда (рис. 2.37, *б*), а также сумме первых двух (рис. 2.37, *в*), первых трех (рис. 2.37, *г*) и первых четырех (рис 2 37, *д*) членов ряда.

Ряд Фурье можно записать и в другой форме·

$$f(x) = a_0 + \sum_{k=1}^{n} c_k \cos\left(2\pi k\frac{x}{T} - \varphi_k\right),$$

где

$$c_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}; \quad \varphi_k = \operatorname{arctg} b_k/a_k.$$

Совокупность амплитуд частотных составляющих c_k называют спектром амплитуд, и совокупность фаз φ_k — спектром фаз В большинстве случаев величины c_k являются только действительными или только мнимыми, что позволяет описывать функцию только одним спектром. Спектр периодической функции изображают графически в системе координат (c_k, $\omega = \pm 2\pi k/T$) Амплитуды отдельных частотных составляющих обозначают вертикальными линиями соответствующей длины, т. е. спектр периодической функции является дискретным (или, как говорят, линейчатым по аналогии с оптическим спектром). Отдельные составляющие дискретного спектра отстоят друг от друга на величины $2\pi/T$. Спектр симметричен относительно вертикальной оси, проходящей через начало координат.

Часто употребляют комплексиую форму записи ряда Фурье:

$$f(x) = \sum_{-\infty}^{\infty} \bar{c}_k e^{i2\pi kx/T},$$

где

$$\bar{c}_k = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} f(x)\, e^{i2\pi kx/T} dx \quad \text{или} \quad \bar{c}_k = c_k e^{i\varphi_k} \quad (k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots);$$

c_k — комплексная амплитуда *k*-й гармоники; совокупность величин c_k — комплексный спектр функции $f(x)$. Величину c_k, представляющую собой модуль $\bar{c}_k$, называют амплитудой *k*-й гармоники, а совокупность c_k и φ_k — амплитудным и фазовым спектрами.

Для примера разложим в экспоненциальный ряд Фурье периодическую функцию, изображенную на рис. 2.38 и имеющую ширину δ и период повторения T. На интервале в один период эту функцию можно записать как

$$f(x) = \begin{vmatrix} A & \text{при} & -\delta/2 < x < \delta/2; \\ 0 & \text{при} & \delta/2 < x < -\delta/2. \end{vmatrix}$$

Выбирая пределы интегрирования от $-\delta/2$ до $T - \delta/2$, находим

$$c_k = \frac{1}{T}\int_{-\delta/2}^{T-\delta/2} f(x)\, e^{-i2\pi kx/T} dx = \frac{1}{T}\int_{-\delta/2}^{\delta/2} A e^{-i2\pi kx/T} dx =$$

$$= \frac{A}{\pi k}\,\frac{e^{ik\pi\delta/T} - e^{-ik\pi\delta/T}}{2i} = \frac{A\delta}{T}\left[\frac{\sin(k\pi\delta/T)}{k\pi\delta/T}\right].$$

Заключенная в квадратные скобки функция вида $(\sin z)/z$ показана на рис. 2 39 Она осциллирует с периодом 2π, уменьшаясь по амплитуде с увеличением z и переходя через нуль в точках $z = \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi$ и т. д.

Таким образом,

$$c_k = \frac{A\delta}{T}\frac{\sin(\pi k\delta/T)}{\pi k\delta/T};$$
$$f(x) = \frac{A\delta}{T}\sum_{k=-\infty}^{\infty}\frac{\sin(\pi k\delta/T)}{\pi k\delta/T}e^{i2\pi kx/T}. \quad (2.17)$$

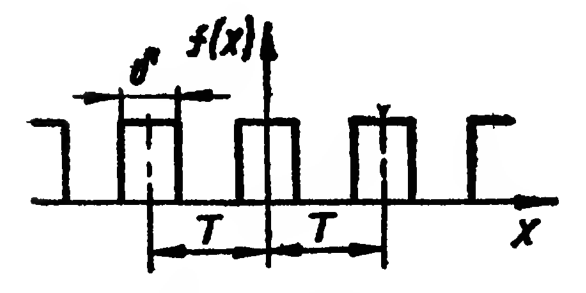


Рис 2 38 Прямоугольная периодическая функция

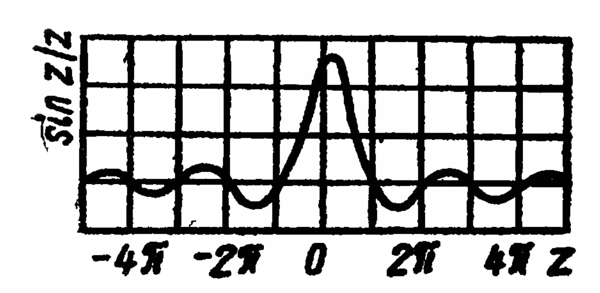


Рис 2.39 График функции $(\sin z)/z$

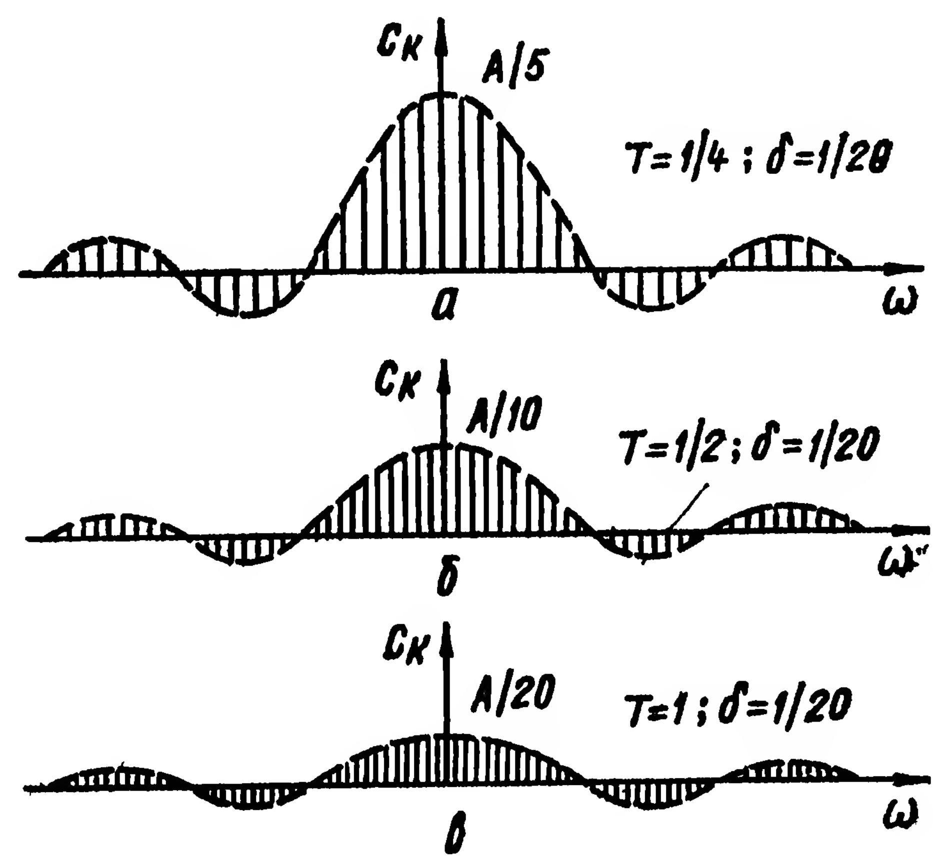


Рис 2 40. Спектры прямоугольной периодической функции при различных периодах повторения

$a - T = 1/4$; $б - T = 1/2$; $в - T = 1$

Из формулы (2 17) следует, что c_k — действительная величина, поэтому для частотного представления функции $f(x)$ достаточен лишь один (амплитудный) спектр. Так как k может принимать значения $\pm 1, \pm 2, \pm 3$ и далее, то найденный спектр является дискретной функцией существующей только на частотах $\omega = 0, \pm 2\pi/T; \pm 4\pi/T; \pm 6\pi/T$ и далее с соответствующими амплитудами:

$$\frac{A\delta}{T};\quad \frac{A\delta}{T}\frac{\sin\pi\delta/T}{\pi\delta/T};\quad \frac{A\delta}{T}\frac{\sin 2\pi\delta/T}{2\pi\delta/T}\quad \text{и т д}$$

На рис. 2 40 изображены спектры для различных значений T. Из графиков следует, что с увеличением периода T частота $2\pi/T$ уменьшается, вследствие чего растет число частотных составляющих, приходящихся на единицу частоты Таким образом, с увеличением периода T линии спектра сближаются, но амплитуды частотных составляющих при этом уменьшаются. Форма частотного спектра остается неизменной, т. е его огибающая зависит только от формы импульса, но не от периода повторения T.

Определим функции пропускания некоторых модулирующих дисков и мощность, переносимую отдельными спектральными составляющими модулированного излучения.

Модулирующий диск с прозрачным сектором, охватываемым произвольным углом (рис. 2.41, *а*). При вращении с постоянной скоростью ω модулирующего диска с секторным вырезом, охватываемым произвольным углом $\varphi = \psi_2 - \psi_1$ функция пропускания диска $\Pi(t)$ является периодической функцией времени (рис. 2.41, *б*).

На интервале $0 \leqslant t \leqslant 2\pi/\omega$

$$\Pi(t) = \begin{vmatrix} 0 & \text{при} & \psi_2/\omega < t \leqslant \psi_1/\omega; \\ \tau & \text{при} & \psi_1/\omega < t \leqslant \psi_2/\omega, \end{vmatrix}$$

где τ — коэффициент пропускания потока излучения «прозрачным» сектором. Разложим функцию $\Pi(t)$ в ряд Фурье: $\Pi(t) = a + \sum_{k=1}^{\infty} c_k \cos(k\omega t - \varphi_k)$. Так как функция $\Pi(t)$ равна нулю при $\psi_2/\omega < t < \psi_1/\omega$, то при определении коэффициентов разложения a_0, a_k, b_k пределы интегрирования примем не $-T/2$ и $T/2$, а ψ_1/ω и ψ_2/ω.

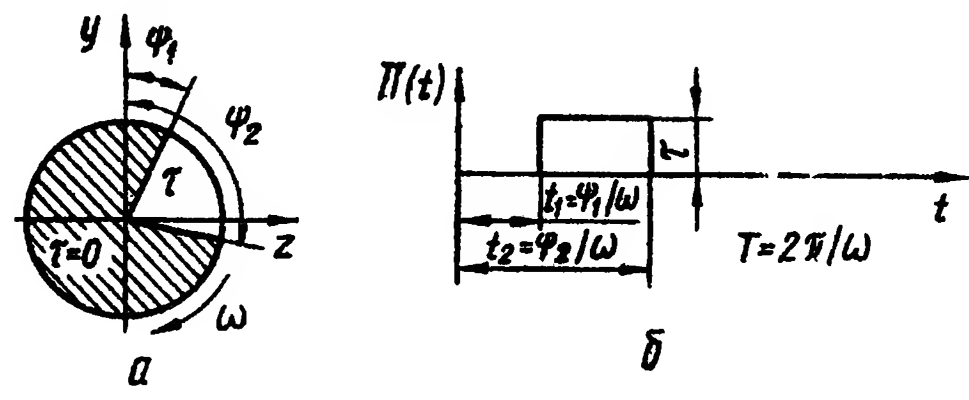


Рис 2 41. Модулирующий диск с прозрачным секторным вырезом (*а*) и функция его пропускания (*б*)

Тогда

$$a_0 = \frac{\omega}{2\pi} \int_{\psi_1/\omega}^{\psi_2/\omega} \tau d\tau = \frac{\tau(\psi_2 - \psi_1)}{2\pi};$$

$$a_k = \frac{\omega}{\pi} \int_{\psi_1/\omega}^{\psi_2/\omega} \tau \cos(k\omega t)\, dt = \frac{\tau}{k}(\sin k\psi_2 - \sin k\psi_1) =$$

$$= \frac{2\tau}{\pi k} \cos k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2} \sin k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2};$$

$$b_k = \frac{\omega}{\pi} \int_{\psi_1/\omega}^{\psi_2/\omega} \tau \sin(k\omega t)\, dt = \frac{\tau}{\pi k}(\cos k\varphi_2 - \cos k\psi_1) =$$

$$= \frac{2\pi}{\pi k} \sin k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2} \sin k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2};$$

$$c_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} =$$

$$= \frac{2\tau}{\pi k} \sqrt{\cos^2 k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2} \sin^2 k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2} + \sin^2 k \frac{\psi_2 + \varphi_1}{2} \sin^2 k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2}} =$$

$$= \frac{2\tau}{\pi k} \sin k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2};$$

$$\varphi_k = \operatorname{arctg} b_k/a_k = \operatorname{arctg} \frac{\sin k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2}}{\cos k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2}} = k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2};$$

$$\Pi(t) = \frac{\tau(\psi_2 - \psi_1)}{2\pi} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2\tau}{\pi k} \sin k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2} \cos\left(k\omega t - k\frac{\psi_2 + \psi_1}{2}\right).$$

Рассмотрим три частных случая:

1) при $\psi_1 = 0$

$$\Pi(t) = \frac{\tau\psi_2}{2\pi} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \sin \frac{k\psi_2}{2} \left(\omega t - \frac{\psi_2}{2}\right),$$

Так как

$$\frac{\sin k\psi_2}{2}\cos k\left(\omega t-\frac{\omega_2}{2}\right)=\frac{\sin k\psi_2}{2}\cos k\omega t\left(1+\operatorname{tg}k\omega t\operatorname{tg}\frac{k\psi_2}{2}\right),$$

то

$$\Pi(t)=\frac{\tau\psi_2}{2\pi}+\frac{1}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k}\sin k\psi_2\cos k\omega t\left(1+\operatorname{tg}\frac{k\psi_2}{2}\operatorname{tg}k\omega t\right);$$

2) при $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = \pi/2$

$$\Pi(t)=\frac{\tau}{4}+\frac{2\tau}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k}\sin\frac{k\pi}{4}\cos k\left(\omega t-\frac{\pi}{4}\right);$$

3) при $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = \pi$

$$\Pi(t)=\frac{\tau}{2}+\frac{2\tau}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k}\sin\frac{k\pi}{2}\cos k\left(\omega t-\frac{\pi}{2}\right).$$

Выражение, стоящее под знаком суммы, имеет место только при $k = 2q + 1$, где $q = 0, 1, 2, \ldots$, поэтому

$$\Pi(t)=\frac{\tau}{2}+\frac{2\tau}{\pi}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{(-1)^q}{2q+1}\cos\left[(2q+1)\omega t-\frac{\pi}{2}\right]. \qquad (2.18)$$

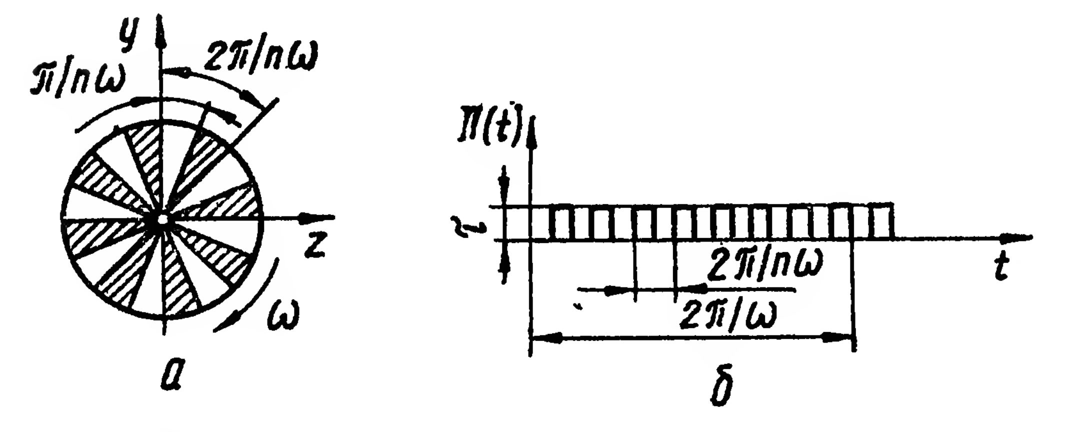


Рис. 2.42. Модулирующий диск с чередующимися прозрачными и непрозрачными секторами (а) и функция его пропускания (б)

Напряжение на входе усилителя фототока пропорционально потоку излучения Ф, падающему на модулирующий диск, и его функции пропускания.

В процессе прохождения через усилитель постоянная составляющая входного напряжения исключается и ток $I_н$, проходящий через постоянный нагрузочный резистор усилителя $I_н(t) = c\Phi\Pi_{\sim}(t)$, где c — коэффициент пропорциональности, определяемый параметрами ПИ и электронно-усилительного тракта (усилитель считается линейным звеном), $\Pi_{\sim}(t)$ — переменная часть функции пропускания модулирующего диска.

Если предположить, что сопротивление нагрузки равно единице, то средняя за период вращения модулирующего диска мощность P_k по каждой спектральной составляющей тока равна квадрату амплитуды A_k соответствующей гармоники. Так, при $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = \pi/2$

$$A_k = (2\tau/(\pi k))\sin(k\pi/4);\quad P_k=\left((2c\Phi\tau/\pi k)\sin\frac{k\pi}{4}\right)^2;$$

полная мощность $P \approx 0{,}4\,(c\Phi\tau)^2\sum_{k=1}^{n}(1/k^2)\sin^2(k\pi/4)$; мощность, приходящаяся на первую гармонику $(k = 1)$ $P_1 \approx 0{,}2\ (c\Phi\tau)^2$.

При $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = \pi$

$$A_k = (2\tau/(\pi k)) \sin k\pi/2; \quad P_k = \left(\frac{2c\Phi\tau}{\pi k} \sin \frac{k\pi}{2}\right)^2;$$

$$P \approx 0{,}4\,(c\Phi\tau)^2 \sum_{k=1}^{n} 1/k^2 \sin^2 k\pi/2; \quad P_1 \approx 0{,}4\,(c\Phi\tau)^2.$$

Модулирующий диск с чередующимися прозрачными и непрозрачными секторами (рис. 2.42, *а*). При вращении с постоянной скоростью ω модулирующего диска с чередующимися прозрачными и непрозрачными секторами функция $\Pi(t)$ его пропускания является периодической (рис. 2.42, *б*). Обозначая τ коэффициент пропускания «прозрачных» секторов, разложим функцию $\Pi(t)$ в ряд Фурье:

$$\Pi(t) = a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} c_k \cos(k\omega t - \varphi_k).$$

Рис. 2.43 Модулирующий диск типа «восходящее Солнце» (*а*), вид функции его пропускания (*б*) и вспомогательные функции (*в, г, д*)

Очевидно,

$$a_0 = \frac{n\omega}{2\pi} \int_0^{\pi/(n\omega)} \tau\, dt = \frac{n\omega}{2\pi} \tau \frac{\pi}{n\omega} = \frac{1}{2};$$

$$a_k = \frac{n\omega}{\pi} \int_0^{\pi/(n\omega)} \tau \cos(kn\omega t)\, dt = \frac{2\tau}{k\pi} \sin\frac{k\pi}{2} \cos\frac{k\pi}{2};$$

$$b_k = \frac{n\omega}{\pi} \int_0^{\pi/(n\omega)} \tau \sin(kn\omega t)\, dt = \frac{2\tau}{k\pi} \sin\frac{k\pi}{2} \sin\frac{k\pi}{2};$$

$$c_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} = \frac{2\tau}{k\pi} \sin\frac{k\pi}{2}; \quad \varphi_k = \operatorname{arctg}(b_k/a_k) = k\pi/2;$$

$$\Pi(t) = \frac{\tau}{\pi} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \sin\frac{k\pi}{2} \cos\left(kn\omega t - \frac{k\pi}{2}\right). \quad (2.19)$$

Выражение, стоящее под знаком суммы, имеет место лишь при $k = 2q + 1$ ($q = 0, 1, 2, \ldots$), поэтому окончательно получим

$$\Pi(t) = \frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{2q+1} \sin[(2q+1)\, n\omega t]. \quad (2.20)$$

Из формулы (2.19) следует, что

$$A_k = (2\tau/(\pi k) \sin(k\pi/2); \quad P_1 = 0{,}4\,(c\Phi\tau)^2.$$

Модулирующий диск типа «восходящее Солнце» (рис. 2.43, *а*). Функция пропускания $\Pi(t)$ модулирующего диска типа «восходя-

щее Солнце» можно представить в виде линейной комбинации вспомогательных функций: $\Pi(t) = \Pi_1(t)\,\Pi_2(t) + \Pi_3(t)$ (рис. 2.43, *б, в, г, д*). В соответствии с формулами (2.18) и (2.20)

$$\Pi_1(t) = \frac{2\tau}{\pi}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{1}{(2q+1)}\sin[(2q+1)\,n\omega t];$$

$$\Pi_2(t) = \tau/2 + 2\tau/\pi\sum_{q=0}^{\infty}\frac{1}{(2q+1)}\sin[(2q+1)\,\Omega t].$$

Кроме того, $\Pi_3(t) = \tau/2$, поэтому окончательно получаем выражение для функции пропускания модулирующего диска:

$$\Pi(t) = \frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{1}{(2q+1)}\sin[(2q+1)\,n\omega t]\times$$

$$\times\left\{\frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{1}{(2q+1)}\sin[(2q+1)\,\Omega t]\right\}.$$

Модулирующий диск для частотно-фазовой модуляции (см. рис. 2.8, *б*). Если угловая ширина секторов, на которые разделен растр модулирующего диска по рис. 2.8, *б*, изменяется по синусоидальному закону, то частотно-модулированный сигнал можно представить в виде

$$f(t) = A_0\sin(2\pi f_н t + M\sin 2\pi f_м t), \qquad (2.21)$$

где A_0 — амплитуда переменной составляющей модулированного сигнала; $f_н$ — несущая частота; $f_м$ — частота модуляции; $M = \Delta f_{max}/f_м$ — коэффициент модуляции, Δf_{max} — ширина полосы частот.

Уравнение (2.21) эквивалентно выражению

$$f(t) = A_0\{I_0(M)\sin 2\pi f_н t + I_1(M)[\sin 2\pi(f_н + f_м)t -$$

$$-\sin 2\pi(f_н - f_м)t] + I_2(M)[\sin 2\pi(f_н + 2f_м)t + \sin 2\pi(f_н - 2f_м)t] +$$

$$+ I_3(M)[\sin 2\pi(f_н + 3f_м)t + \sin(f_н - 3f_м)t] + \cdots\},$$

где $I_n(M)$ — функция Бесселя первого рода n-го порядка аргумента M.

Если предположить, что данный модулированный сигнал рассеивается на единичном сопротивлении, то мощность каждой спектральной составляющей сигнала равна квадрату ее амплитуды. Обозначим через $f_н + nf_м$ и $f_н - nf_м$ n-ю пару гармоник, тогда амплитуда каждой гармоники равна $A_0 I_n(M)$, а мощность, приходящаяся на данную пару гармоник, $P_n = 2[I_n(M)]^2$.

Полная (возможная для использования) мощность сигнала в пределах бесконечного широкой полосы частот

$$P = \sum_{n=1}^{\infty} P_n = 2\sum_{n=1}^{\infty}[I_n(M)]^2.$$

Обозначим $P_ш$ мощность шума в полосе частот $\Delta f_1 = 2f_м$. Тогда для белого шума произведение $nP_ш$ выражает эффективную мощность шума в полосе шириной $n\Delta f_1$. Чтобы найти оптимальную полосу частот $n_{opt} = \Delta f_1$ при заданном коэффициенте модуляции M следует для каждого значения M определить величину n, удовлетворяющую условию

$$P_н/(nP_ш) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} [I_n(M)]^2/(nP_ш) = \max. \qquad (2.22)$$

Решив уравнение (2.22), можно построить зависимость отношения напряжений сигнал/шум от коэффициента модуляции M. Согласно графику (рис. 2.44) оптимальное значение M равно 1,8. При отклонении коэффициента модуляции от оптимального значения эффективность системы резко падает

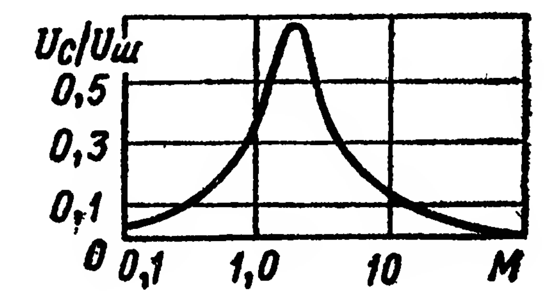


Рис. 2.44. График, определяющий оптимальное значение коэффициента модуляции

Если предположить, что отношение мощностей сигнал/шум немодулированного сигнала равно единице, то при коэффициенте модуляции $M = 1{,}8$ это отношение модулированного сигнала составит 0,676, а отношение напряжений сигнал/шум — 0,822 (с учетом коэффициента $k = 0{,}45$ перехода от постоянного сигнала к средним квадратичным значениям при вычислении эквивалентной мощности шума).

Модулирующий диск для амплитудной модуляции. Приближенное выражение для потока Φ_n, проходящего через модулирующий диск согласно рис. 2.10, *а* и обусловленного n-й гармоникой, имеет вид

$$\Phi_n \approx 2\pi a_n E \frac{\delta r}{nm} \sqrt{\Delta^2 + 2\Delta \cos \omega t + 1} \times$$
$$\times I_1 \left(\frac{nm\delta}{r + \sqrt{\Delta^2 + 2\Delta \cos \omega t + 1}} \right) \times$$
$$\times \cos \left\{ nm \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{\sin \omega t}{\Delta + \cos \omega t} \right) + \psi \right] \right\}, \qquad (2.23)$$

где E — энергетическая освещенность изображения объекта; m — число прозрачных (или непрозрачных) секторов; a_n — коэффициент n-й гармоники разложения в ряд Фурье функции пропускания диска, образованного прозрачными и непрозрачными секторами; ω — скорость вращения диска; $\Delta = \rho/r$; ρ — смещение изображения объекта относительно центра диска; r — радиус диска; δ — радиус пятна рассеяния.

Таким образом, Φ_n изменяется по синусоиде, модулированной одновременно по амплитуде и частоте. «Мгновенная» частота Ω определяется дифференцированием аргумента косинусоидального члена уравнения (2.23). Получающееся при этом уравнение

$$\Omega = nm\omega\,(1 + \Delta \cos \omega t)/(1 + 2\Delta \cos \omega t + \Delta^2) \qquad (2.24)$$

показывает, что отклонение Δ, вызванное смещением объекта от оси координатора, сильно влияет на частоту Ω. Кроме изменения

Ω, как показывает уравнение (2.23), значительно изменяется и амплитуда сигнала. Для того чтобы пропустить такой сигнал, требуется широкая полоса частот.

При малых углах рассогласования, когда $0 < \Delta \ll 1$, радикалы в правой части выражения (2.23) близки к единице, поэтому амплитуду сигнала можно считать постоянной. Что касается частоты сигнала, то при $\Delta \ll 1$ она выражается приближенной зависимостью

$$\Omega \approx nm\omega (1 - \Delta \cos \omega t).$$

Следовательно, при малых углах рассогласования сигнал на выходе приемника имеет чисто частотную модуляцию, что обеспечивает высокую точность определения угловых координат объекта.

Модулирующий диск для амплитудно-фазовой модуляции (см. рис. 2.11, *а*)

Мгновенное значение сигнала U на выходе приемника излучения ОЭК с модулирующим диском согласно рис. 2.11, *а* определяется зависимостью

$$U = U_{max} (1 + M \cos 2\pi f_{ог} t) \cos 2\pi f_n t, \qquad (2.25)$$

где $M = (U_{max} - U_{min})/U_{max}$ — глубина модуляции сигнала огибающей, определяемая положением изображения объекта в фокальной плоскости объектива (углом рассогласования), $N_м$ — частота вращения диска, $с^{-1}$; $f_{ог} = N_м$; $f_н = nf_{ог} = nN_м$; n — число непрозрачных секторов диска.

Уравнение (2.25) при $M = 1$ можно привести к виду

$$U = \frac{U_{max}}{2} \cos 2\pi f_н t + \frac{U_{max}}{4} \cos (2\pi f_н - 2\pi f_{ог}) t +$$

$$+ \frac{U_{шах}}{4} \cos (2\pi f_н + 2\pi f_{ог}) t.$$

Таким образом, спектр сигнала содержит три составляющие. $f_н$; $f_н - f_{ог}$ и $f_н + f_{ог}$ с амплитудами $\frac{U_{max}}{2}$, $\frac{U_{max}}{4}$ и $\frac{U_{max}}{4}$. Если предположить, что данный модулированный сигнал рассеивается на единичном сопротивлении, то мощность по каждой спектральной составляющей равна квадрату ее амплитуды. Полная мощность $P = U^2_{max}/4 + 2U^2_{max}/16 = 3/8U^2_{max}$. Это означает, что при наложении модуляции на несущую частоту теряется 5/8 мощности, переносимой немодулированным сигналом.

Приведем формулы для расчета спектрального состава потока излучения за модулирующими дисками некоторых типов [49].

Модулирующий диск с переменным коэффициентом пропускания ($\tau = \tau_0 + k\eta$) и радиальным растром с n прозрачными и непрозрачными секторами (см. рис. 2.11, *а*). При больших удалениях от центра диска и малых размерах изображения объекта импульсы потока излучения можно считать прямоугольными с длительностью $T = T_0/2$ $(T_0 = 2\pi/\omega_н)$. Если начало отсчета времени совмещено с началом одного из импульсов, то поток Φ (t) за модулирующим

диском описывается рядом

$$\Phi(t) = \Phi_0 + \frac{4}{\pi}[\Phi_0 + \Phi_м \sin(\omega_м t + \varphi)] \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{2k-1} \sin(2k-1)\omega_н t =$$

$$= \Phi_0 + \frac{4}{\pi}\Phi_0 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{2k-1} \sin(2k-1)\omega_н t + \frac{2}{\pi}\Phi_м \times$$

$$\times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{2k-1} \{\cos[(2k-1)\omega_0 t + \omega_м t - \psi_k] - \cos[(2k-1)\omega_0 t +$$

$$+ \omega_м t + \psi_k]\},$$

где $\omega_м$ — угловая скорость вращения модулирующего диска; $\omega_н = n\omega_м$ — несущая частота; $T_0 = 2\pi/\omega_н = 2\pi/(n\omega_м)$ — период повторения импульсов

Поток $\Phi(t)$ является суммой нечетных гармоник $\omega_0 \pm \omega_м$; $3\omega_0 \pm \omega_м$, $5\omega_0 \pm \omega_м$. и т. д.

Модулирующий диск для частотно-фазовой модуляции потока излучения, при которой частота следования импульсов изменяется по гармоническому закону. Если длительность импульсов τ и их амплитуда h_0, постоянны, то

$$\Phi(t) = \frac{h_0\tau}{T_0}\left[1 + 2\sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin(m\omega_н\tau/2)}{m\omega_н\tau/2} I_0(\beta_м)\sin\omega_н t\right] +$$

$$+ \frac{2h_0\tau}{T_0}\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} I_k(\beta_м)\left\{\frac{\sin(n\omega_н) + k\omega_м)\frac{\tau}{2}}{m\omega_0\tau/2}\sin[(m\omega_н + k\omega_м)t + k\psi]\right\} +$$

$$+ (-1)^k \frac{\sin(m\omega_н - k\omega_м)\tau/2}{(m\omega_н - k\omega_м)\tau/2}\sin[(m\omega_н - k\omega_м)t - k\psi], \qquad (2.26)$$

где $I_0(\beta_м)$ и $I_k(\beta_м)$ — функции Бесселя, зависящие от коэффициента частотной модуляции $\beta_м = 2\pi m\Delta f/\omega_м$; $f_н$ — несущая частота; $\omega_н = 2\pi f_н$.

Импульсный сигнал, модулированный по гармоническому закону, можно представить группой гармонических составляющих; каждая группа гармоник сосредоточена около соответствующей гармоники несущей частоты $m\omega_н$ с интервалом $\pm k\omega_м$ ($k = 1, 2, 3, \ldots$).

Импульсный сигнал занимает очень широкий диапазон спектра, однако предварительные усилители обычно настраиваются на частоту $\omega_н$ ($m = 1$), с полосой пропускания $\pm k\omega_м$. Коэффициент k подбирают таким образом, чтобы в этой полосе содержалась подавляющая часть энергии в группе гармоник при $m = 1$ Коэффициент частотной модуляции в этой группе $\beta = 2\pi\Delta f/\omega_н$

Модулирующий диск для широтно-импульсной модуляции потока излучения (рис. 2.36, *а*). Если в начальный момент времени ось симметрии прозрачного участка диска совмещена с осью z, а

диск вращается по часовой стрелке, то

$$\Phi(t)=\frac{\Phi_0\tau}{\pi}\left[1+2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\sin(k\omega_м\tau/2)}{k\omega_м\tau/2}\cos k(\omega_м t+\psi)\right], \qquad (2.27)$$

где τ — продолжительность импульса, соответтствующая смещению ρ изображения объекта от центра диска (углу рассогласования).

Вибрационный модулятор (рис. 2.33, *а*). Для этого типа модулятора

$$\Phi(t)=\frac{\Phi_0\tau}{T_0}\sum_{k=-\infty}^{\infty}\frac{\sin\left(k\omega_1\frac{\tau}{2}\right)}{k\omega_1\tau/2}e^{ik\omega_1 t}, \qquad (2.28)$$

где $\omega_1=2\omega_н=4\pi/T_0$; T_0 — период колебаний диафрагмы. Ряд Фурье содержит только четные гармоники с частотами $2k\omega_н$.

Глава 3

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ КООРДИНАТОРЫ БЕЗ МОДУЛЯЦИИ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ

1. КЛАССИФИКАЦИЯ ОЭК БЕЗ МОДУЛЯЦИИ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ

В зависимости от типа используемого приемника координаторы без модуляции потока излучения классифицируются на две группы: с одноэлементными и многоэлементными приемниками излучения.

Координаторы с одноэлементными приемниками излучения содержат один или несколько одноэлементных приемников (фоторезисторов, фотодиодов, фотоумножителей), расположенных определенным образом относительно оптической оси объектива. Выделение информации об угле рассогласования или его составляющих происходит в результате анализа выходных сигналов приемников на чувствительные элементы которых падает сфокусированное излучение объекта.

В координаторах с многоэлементными приемниками излучения используют матричные приемники и приемники на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС).

Особую группу координаторов без модуляции потока излучения составляют тепловизионные координаторы.

2. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ КООРДИНАТОРЫ С ОДНОЭЛЕМЕНТНЫМИ ПРИЕМНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

ОЭК со светоделительными элементами. В оптических следящих системах широко применяются координаторы, действие которых основано на разделении падающего потока с помощью светоделительных призм и пирамид. Схема ОЭК со светоделительной призмой и двумя ПИ показана на рис. 3.1, *а*. При угле рассогласования, равном нулю, изображение отслеживаемого объекта, сформиро-

ванное объективом 1, расположено симметрично относительно ребра светоделительной призмы 2, поэтому разделенные ею потоки излучения проходят через секторные прорези модулятора 5 и равны. Пройдя через конденсоры 3, эти потоки попадают на ПИ 4 с одинаковыми параметрами. Выходные сигналы U_1 и U_2 ПИ в этом случае одинаковы и результирующий сигнал $\Delta U = U_1 - U_2$ на выходе дифференциального усилителя 6 равен нулю. Здесь модулятор обеспечивает лишь использование резонансного усилителя

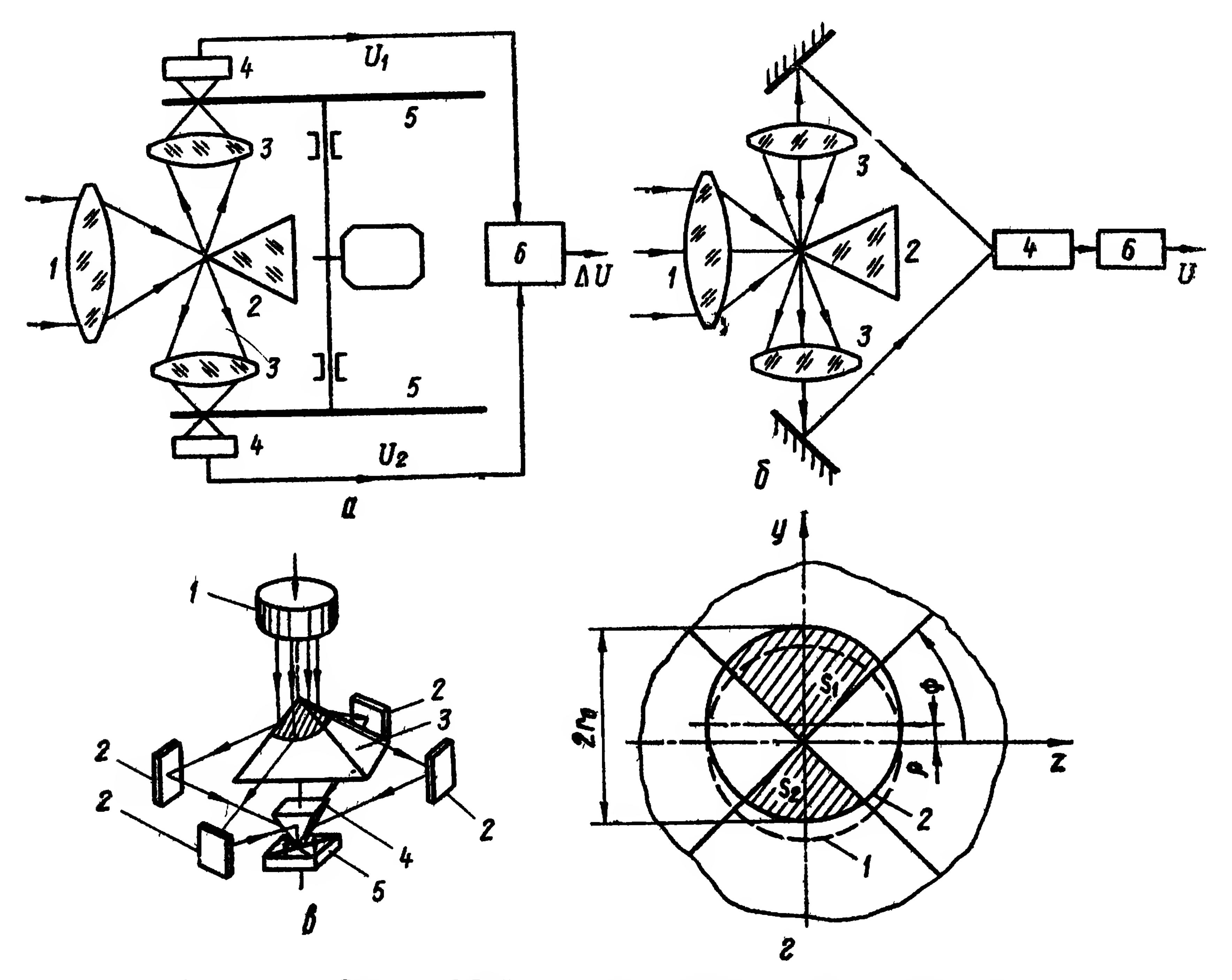


Рис 3.1. Схемы ОЭК со светоделительными элементами:

а — со светоделительной призмой и двумя ПИ; *б* — со светоделительной призмой и одним ПИ, *в* — со светоделительной пирамидой; *г* — вершина светоделительной пирамиды, наблюдаемая с входного зрачка

переменного тока, настроенного на частоту прерывания потока излучения. Такой усилитель обладает большей стабильностью по сравнению с усилителем постоянного тока, при применении которого необходимость в модуляторах отпадает.

Если угол рассогласования не равен нулю, равенство выходных сигналов ПИ нарушается и на выходе дифференциального усилителя возникает сигнал ΔU, амплитуда которого пропорциональна углу рассогласования, а фаза определяется направлением смещения изображения объекта относительно оптической оси ОЭК.

Недостатком рассмотренной схемы являются погрешности, обусловленные неидентичностью параметров и характеристик ПИ. Для исключения этой погрешности применяют схему с одним ПИ

(рис. 3.1, *б*), которая кроме светоделительной призмы и конденсоров в каждом канале содержит зеркала, направляющие потоки излучения на один приемник. Если угол рассогласования равен нулю, потоки в обоих каналах одинаковы и выходной сигнал дифференциального усилителя равен нулю При наличии угла рассогласования поток в одном из каналов увеличивается на некоторую величину $\Delta\Phi$, а в другом канале — уменьшается на ту же величину $\Delta\Phi$; возникает разностный выходной сигнал, пропорциональный углу рассогласования. Фаза этого сигнала зависит от направления смещения теплоизлучающего объекта от оптической оси координатора.

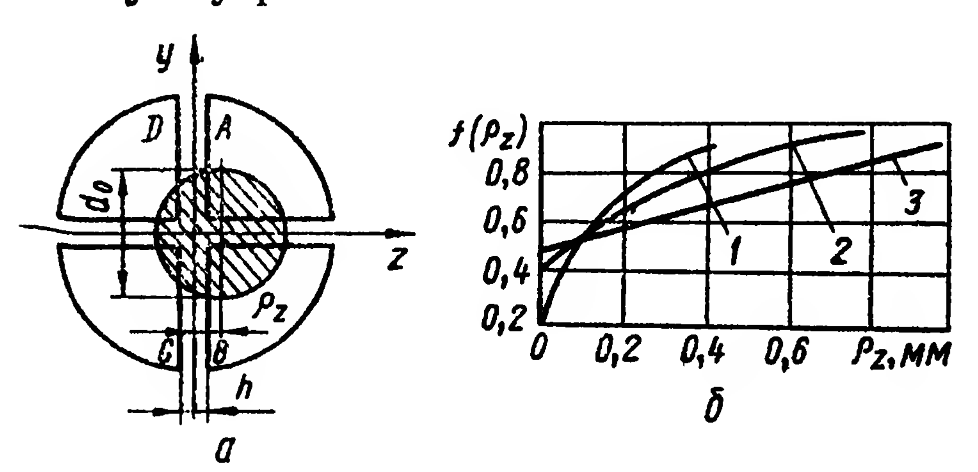


Рис. 3.2. Квадрантный приемник излучения (*а*) и вид функции $f(\rho_z)$, определяющей пеленгационную характеристику координатора (*б*): *1* — d_0 = 0,63 мм; *2* — d_0 = 1,25 мм; *3* — d_0 = = 2,5 мм

В схеме координатора с четырехгранной пирамидой и одним квадрантным ПИ (рис. 3.1, *в*) потоки, прошедшие через объектив *1* и отраженные от граней пирамиды *3* и зеркал *2*, попадают на две пары чувствительных элементов *5*, включенных в мостовые схемы.

На рис. 3.1, *г* показана вершина светоделительной пирамиды, наблюдаемая с входного зрачка, и расфокусированное изображение объекта излучения в виде круглого пятна *1*. Если центр пятна смещается относительно вершины пирамиды, например, вдоль оси y (позиция *2*), то поток излучения на одном из чувствительных элементов возрастает, а на другом — уменьшается и на выходе мостовой схемы канала «y» возникает сигнал рассогласования Для определения амплитуды и фазы этого сигнала предположим, что энергетическая освещенность изображения объекта постоянна Тогда относительное значение сигнала на выходе мостовой схемы $\Delta U/U_{max}$ пропорционально $(S_{max} - S_{min})/S_0$, где $S_{max} = S_0 + \Delta S$; $S_{min} = S_0 - \Delta S$, $S_0 = \pi r_0^2$ — площадь изображения объекта; ΔS — площадь сегмента с радиусом r_0 и стрелой $r_0 - \rho_y$;

$$\Delta S = 2\int_0^{r_0} \sqrt{r_0^2 - \rho_y^2}\, d\rho_y = \frac{\pi r_0^2}{2} - \rho_y \sqrt{r_0^2 - \rho_y^2} - r_0^2 \arcsin \frac{\rho_y}{r_0};$$

$$\frac{\Delta U}{U_{шах}} = \frac{2\rho_y}{\pi r_0} \sqrt{1 - \rho_y^2/r_0^2} + \frac{2}{\pi} \arcsin \rho_y/r_0$$

При $\rho_y \ll r_0$ зависимость $\Delta U/U_{max} = f(\rho_y/r_0)$ близка к линейной с крутизной наклона характеристики от оси ординат, равной 1,3.

Основной недостаток координатора с четырехгранной пирамидой обусловлен взаимным влиянием каналов: смещение изображения объекта слежения вдоль одной из координатных осей при неравномерном распределении освещенности в кружке рассеяния может вызвать появление разности в потоках в другом канале, измеряющем угол рассогласования вдоль другой координаты

ОЭК с полупроводниковыми приемниками излучения. Наиболее распространены координаторы с квадрантным приемником излучения (рис. 3 2, *а*). В том случае когда центр изображения объекта совпадает с центром приемника, поток излучения равномерно распределен между квадрантами, и выходной сигнал координатора, пропорциональный разности потоков, воспринимаемых противоположно расположенными квадрантами, равен нулю. При смещении изображения относительно нулевого положения происходит перераспределение потоков излучения между отдельными квадрантами, и на выходе балансных схем возникают сигналы, пропорциональные разности потоков.

Изменение фототока, снимаемого с одного квадранта, при смещении изображения объекта, например, вдоль оси z, описывается выражением [26]

$$I_z = 2(I_A + I_B)\frac{df(\rho_z)}{dz}\rho_z,$$

где I_A, I_B — сигналы, снимаемые с квадрантов A и B:

$$f(\rho_z) = \frac{1}{\pi d_0^2}\left[\frac{1}{2}\pi d_0^2 + \psi(d_0^2 - \psi^2)^{1/2} + d_0^2 \arcsin \psi/d_0 - h(d_0 + \psi)\right];$$

$\psi = \rho_z - h/2$; h — величина зазора между квадрантами; ρ_z — смещение центра изображения объекта вдоль оси z относительно центра приемника. Вид функции $f(\rho_z)$ показан на рис. 3.2, *б*.

Увеличить точность координатора можно, измеряя координаты не геометрического, а энергетического центра аберрационного кружка рассеяния, так как в этом случае уменьшается влияние асимметрии кружка рассеяния

Если считать независимыми смещения ρ_y и ρ_z по каждой из осей и полагать, что в кружке рассеяния, ограниченном радиусом $r_0 = d_0/2$ сосредоточено 90 % энергии падающего излучения, то закон пространственного распределения числа фотоэлектронов в изображении точечного источника можно принять в виде

$$0{,}9\bar{n} = \frac{\bar{n}}{2\pi\sigma^2}\int_{-r}^{r}\int_{-r}^{r} e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}}\,dz\,dy,$$

где n — полное число фотоэлектронов изображения точечного источника за время накопления τ; σ — параметр пространственного распределения числа фотоэлектронов в кружке рассеяния.

Разность числа фотоэлектронов $\Delta n = n_1 - n_2$ при указанном на рис 3 2, *а* положении изображения точечного источника определяется следующим образом [3]:

$$n_1 = \frac{\bar{n}}{2\pi\sigma^2}\int_{-(h-\rho)}^{\rho}\int_{-h/2}^{h/2} e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}}\,dz\,dy =$$

$$= \frac{n}{2}\Phi^*\left(\frac{h}{2\sigma}\right)\left[\Phi^*\left(\frac{h+\rho}{\sigma}\right) - \Phi^*\left(\frac{\rho}{\sigma}\right)\right];$$

$$n_2 = \frac{\bar{n}}{2\pi\sigma^2} \int\limits_{-\rho}^{n+\rho} \int\limits_{-h/2}^{h/2} e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}} dz dy =$$

$$= \frac{n}{2} \Phi^*\left(\frac{h}{2\sigma}\right)\left[\Phi^*\left(\frac{h-\rho}{\sigma}\right) + \Phi^*\left(\frac{\rho}{\sigma}\right)\right];$$

$$\Delta n = \frac{\bar{n}}{2} \Phi^*\left(\frac{h}{2\sigma}\right)\left[2\Phi^*\left(\frac{\rho}{\sigma}\right) + \Phi^*\left(\frac{h-\rho}{\sigma}\right) - \Phi^*\left(\frac{h+\rho}{\sigma}\right)\right],$$

где $\Phi^*(y) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_0^y e^{-t^2/2} dt$ — функция Лапласа.

При $h > 2r_0$ и $|\rho| \leqslant r_0$ получаем $\Delta n \approx \bar{n}\Phi^*(\rho/\sigma)$. Последнюю зависимость можно более упростить, если разложить в ряд интеграл $\Phi^*(\rho/\sigma)$ и ограничиться первым членом разложения; при этом $\rho = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{\Delta n}{n} r_0$.

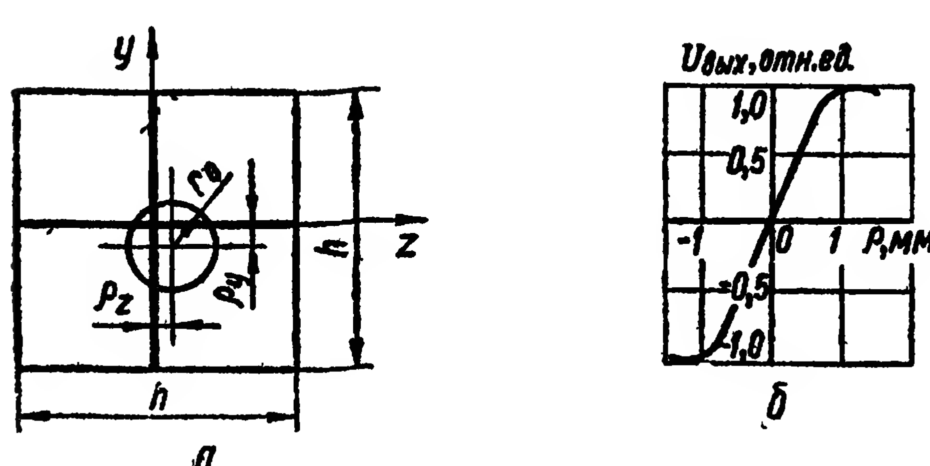


Рис. 3.3 Квадрантный приемник из одной пластины полупроводника (*а*) и пеленгационная характеристика координатора (*б*)

Из полученной зависимости ρ от разности числа фотоэлектронов следует [3]:

среднеквадратичная ошибка в определении координат энергетического центра изображения точечного источника зависит от ошибки измерения разности числа фотоэлектронов Δn и радиуса r_0 кружка рассеяния:

при заданном значении фона и темнового тока ошибка уменьшается с увеличением сигнала и времени накопления или уменьшения радиуса кружка рассеяния;

несимметричное распределение энергии в кружке рассеяния приводит к постоянной ошибке измерения положения энергетического центра и, следовательно, к ошибке в измерении угловых координат точечного источника;

метод измерения разности числа фотоэлектронов обеспечивает достаточно высокую точность измерения координат точечного источника. Так, при $2r_0 = 13$ с дуги, $\bar{n} = \bar{n}_c\tau$ (где $\bar{n}_c = 2 \cdot 10^4$ — среднее число фотоэлектронов сигнала в секунду; $\tau = 5 \cdot 10^{-3}$ с — время накопления), среднем числе фотоэлектронов фона $\bar{n} = 10^5$ суммарная среднеквадратичная ошибка измерения координат энергетического центра изображения не превышает 1,7 с дуги.

Если необходимо измерять малые рассогласования, координатор, содержащий четыре различных ПИ, непригоден, так как невозможно подобрать пары приемников с одинаковыми параметрами. Лучшие результаты получают при использовании фотодиодов, изготовленных из одной пластины полупроводника (например, кремния) с поверхностным электронно-дырочным переходом. Границы между квадрантами формируют в виде узких полос (рис. 3.3, *а*) путем

окисления поверхностного слоя кристалла на глубину, превышающую глубину залегания p — n-перехода. Достижения современной технологии позволяют доводить зазоры между чувствительными площадками ПИ до нескольких микрометров.

На поверхности каждого из полученных фотодиодов имеются электроды для снятия сигнала. Зависимость выходного сигнала координатора от смещения центра изображения объекта относительно центра приемника показана на рис. 3.3, *б*

Так как характеристики отдельных квадрантов ПИ могут изменяться во времени, иногда применяют непрерывную калибровку противоположных квадрантов с помощью вспомогательного источника, работающего в импульсном режиме. Излучение этого источника попадает на все квадранты, в выходных

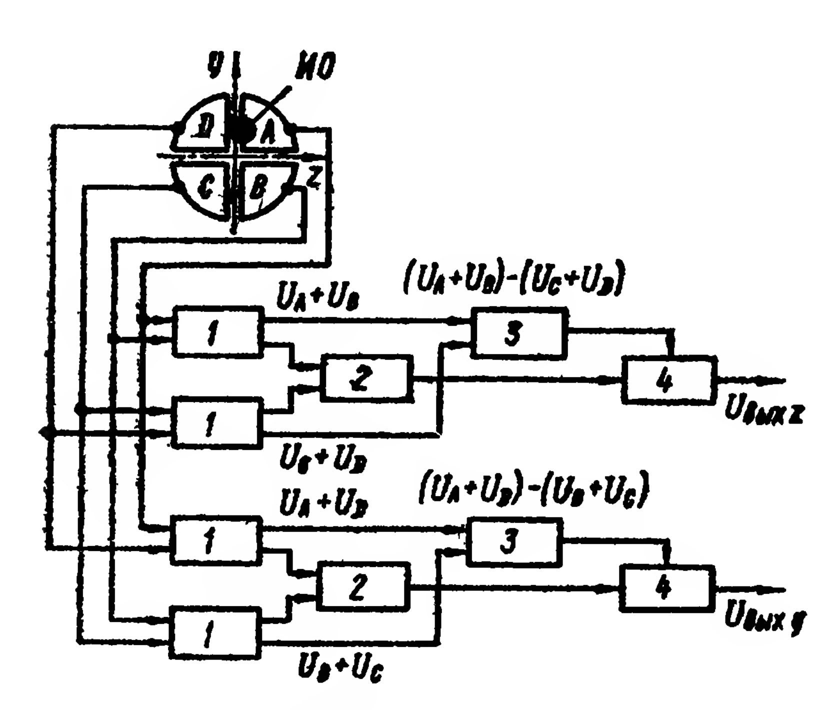


Рис. 3.4. Структурная схема выделения сигнала рассогласования в координаторе с квадрантным приемником излучения (ИО — изображение объекта)

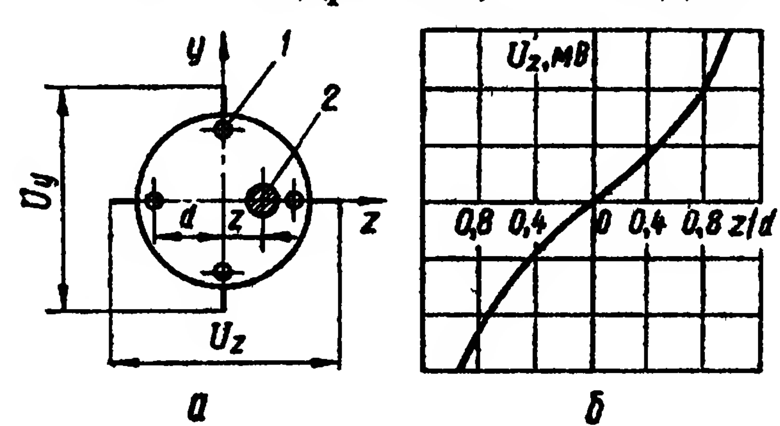


Рис 3 5. Приемник излучения с продольным фотоэффектом (*а*) и график зависимости разности потенциалов между контактами ПИ от смещения изображения (*б*)

цепях которых возникает постоянный сигнал (от теплоизлучающего объекта) и переменная составляющая (от вспомогательного источника). При идентичности характеристик всех квадрантов амплитуды переменных составляющих одинаковы. Если возникает разность амплитуд, специальная схема вводит поправку в усилитель соответствующего квадрантного элемента приемника.

Рассмотрим одну из возможных схем выделения сигнала рассогласования по двум каналам для координатора с квадрантным ПИ [26]. Четыре идентичных чувствительных площадки ПИ размещены в фокальной плоскости объектива так, что линия раздела между чувствительными площадками образуют декартову систему координат (рис. 3.4). Изображение отслеживаемого объекта попадает на все площадки, либо на часть из них. Суммируя и вычитая сигналы от каждой из чувствительных площадок (в соответствии с балансной схемой дискриминатора, изображенной на том же рисунке), можно сформировать две пеленгационные характеристики $U_y = U_y(\varphi_y)$ и $U_z = U_z(\varphi_z)$, где φ_y и φ_z — взаимно ортогональные компоненты угла рассогласования. Для этого напряжения, снимаемые с чувствительных площадок *А*, *В*, *С* и *Д*, складываются в сумматоре 1; в устройстве *3* производится вычитание сигналов $(U_A + U_B) - (U_C + U_D)$. Полученная разность подается в делитель-

ную схему 4, где она делится на бо́льшую из величин — $(U_A - U_B)$ или $(U_C + U_D)$, которая выделяется селектором 2. На выходе делителя 4 образуются сигналы

$$U_z = \frac{(U_A + U_B) - (U_C + U_D)}{\max\{(U_A + U_B),\ (U_C + U_D)\}} = k \operatorname{tg} \varphi_z;$$

$$U_y = \frac{(U_A + U_D) - (U_B + U_C)}{\max\{(U_A + U_B),\ (U_C + U_B)\}} = k \operatorname{tg} \varphi_y.$$

При малых углах рассогласования выходные сигналы пропорциональны составляющим угла рассогласования: $U_{\text{вых}z} \approx k\varphi_z$;

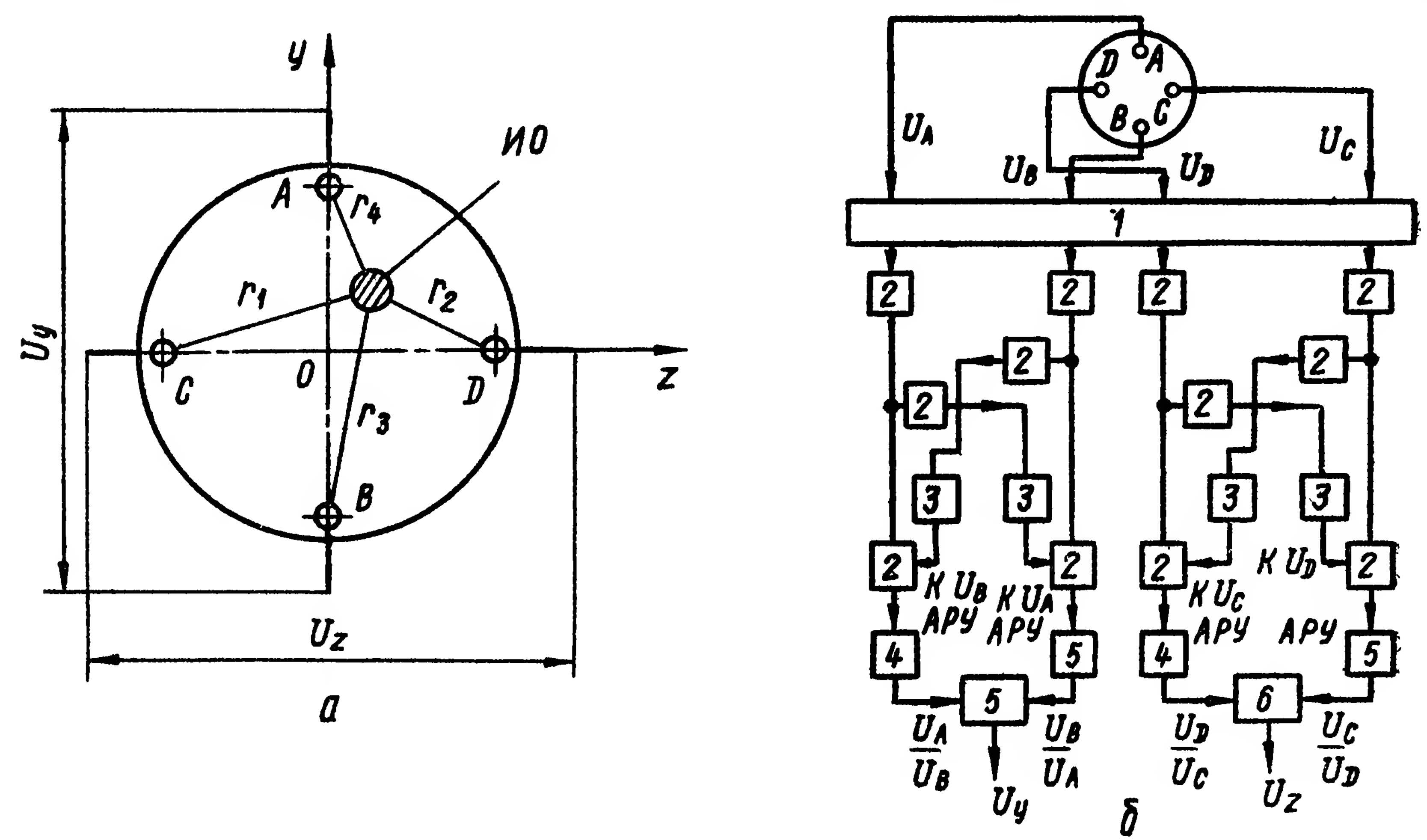


Рис 3 6 Общий случай смещения изображения объекта относительно центра приемника с продольным фотоэффектом (*а*) и структурная схема электронной части координатора, основанного на использовании такого приемника (*б*).

1 — коммутаторы, *2* — усилители; *3*, *4*, *5* — выпрямители; *6* — сумматоры

$U_{\text{вых}z} \approx k\varphi_y$ Некоторую нелинейность в эти зависимости вносит неравномерное распределение энергетической освещенности по пятну остаточных аберраций, которое изменяется в зависимости от свойств объектива, конфигурации отслеживаемого объекта и рассеяния излучения на пути от объекта к ПИ.

Наиболее простой координатор рассматриваемой группы основан на использовании ПИ с продольным фотоэффектом [56]. Такой приемник представляет собой пластину германия (или какого-либо другого полупроводника) с контактами *1*, расположенными по осям симметрии (рис. 3.5, *а*). При попадании изображения объекта на приемник между противоположными контактами возникает разность потенциалов, величина которой зависит от смещения центра изображения относительно центра приемника, а знак определяется направлением этого смещения. Если изображение объекта находится в центре приемника, разность потенциалов между противоположными контактами равна нулю.

При смещении изображения, например, вдоль оси z, разность потенциалов выражается соотношением

$$U_z = k\Phi_e \ln \frac{d+z}{d-z}, \qquad (3.1)$$

где k — коэффициент пропорциональности, зависящий от проводимости материала и толщины полупроводникового перехода; Φ_e — падающий поток; $2d$ — расстояние между контактами; z — отклонение изображения от центра приемника.

График зависимости $U_z = f(z/d)$ показан на рис. 3.5, *б*. Для малых перемещений ($z \ll d$) уравнение (3.1) приводится к линейной зависимости:

$$U_z = 2k\Phi_e (z/d).$$

В общем случае для приемника с двумя парами контактов (рис. 3.6, *а*)

$$U_z = (k\Phi_e/2) \ln (r_1/r_2); \quad U_y = (k\Phi_e/2) \ln (r_3/r_4).$$

Электронная схема преобразования сигналов, снимаемых с приемника, работает на переменном токе, так как для улучшения пространственной фильтрации необходимо применять специальные модулирующие растры. При этом возникают трудности в определении фазы модулированного напряжения, которые устраняют следующим образом. Контакты *А*, *В* замыкают накоротко, и эта короткозамкнутая цепь служит искусственной средней точкой для контактов *С*, *Д*. Выходные напряжения поочередно снимают то с одной, то с другой пары противоположных контактов, причем свободную в данный момент пару замыкают накоротко и используют в качестве опорной. Усиленные и продетектированные сигналы, снимаемые с противоположных контактов, вычитают; знак получаемой разности указывает направление рассогласования.

Для устранения влияния изменений потока излучения Φ_e, воспринимаемого приемником, на коэффициент усиления системы используют следующий прием. Полагая в первом приближении, что перемещения изображения вдоль оси oz малы, и заменяя логарифмическую зависимость линейной, получаем

$$\left.\begin{aligned} U_C &= k\Phi_e (d + z); \\ U_D &= k\Phi_e (d - z). \end{aligned}\right\} \qquad (3.2)$$

Для того чтобы исключить из полученных уравнений величину Φ_e, необходимо выполнить следующие операции:

разделить уравнения (3.2) одно на другое:

$$U_C/U_D = (d + z)/(d - z); \qquad (3.3)$$

$$U_D/U_C = (d - z)/(d + z); \qquad (3.4)$$

вычесть из уравнения (3.3) уравнение (3.4). Тогда, после детектирования сигнала рассогласования $U_р$, получаем

$$U_р = U_C/U_D - U_D/U_C = 4dz/(d^2 - z^2).$$

Так как $z \ll d$, $U_p \approx 4z/d$, т. е. сигнал рассогласования является линейной функцией величины z смещения изображения от центра симметрии приемника и не зависит от изменения падающего потока излучения. Осуществление изложенного принципа достигается применением схемы АРУ, построенной таким образом, что U_C является управляющим напряжением для усилителя U_D, а U_D — управляющим напряжением для усилителя U_C.

Структурная схема электронной части координатора, основанного на использовании ПИ с продольным фотоэффектом, изображена на рис. 3.6, *б*. Коммутаторы поочередно замыкают накоротко противоположные контакты приемника для получения опорного напряжения. Каждый из контактов ПИ подключен к самостоятельному каналу, состоящему из предусилителя, фильтра с шириной полосы 400 Гц и усилителя. Характеристики всех усилительных каналов идентичны. Оконечные каскады усилительных каналов подключают к выпрямителям различной полярности; затем выходные сигналы обоих каналов, имеющие противоположную полярность, суммируют. Напряжение на выходе сумматора представляет собой сигнал рассогласования.

Оптико-механическая часть координатора состоит из первичного параболического зеркала радиусом кривизны 203,2 мм, диаметром 118 мм с относительным отверстием 1: 2; вторичного сферического зеркала радиусом кривизны 217,2 мм; экранирующей бленды; фотоэлектрического коммутатора и приемника излучения. Фокальная плоскость расположена за вторичным зеркалом на расстоянии 60 мм от его вершины; угол зрения 3,6°. Экранирующая бленда отсекает большую часть паразитного излучения. Ее диаметр равен диаметру центрального отверстия в первичном зеркале.

Фотоэлектрические коммутаторы с частотой 200 Гц замыкают поочередно накоротко противоположные контакты ПИ для получения опорного напряжения. Приемник, используемый в системе, имеет следующие параметры: длина волны, соответствующая максимуму спектральной чувствительности, 0,8 мкм; длинноволновая граница чувствительности 1,0 мкм; постоянная времени 5...7 мкс; темновое сопротивление 5000 Ом; эквивалентная мощность шума примерно 10^{-9} Вт при частоте модуляции потока излучения 7000 Гц и ширине полосы 5 Гц; спектральная плотность шума на частотах выше 500 Гц постоянная [56].

ОЭК с пироэлектрическими приемниками излучения. Применение пироэлектрических приемников позволяет создать координаторы, чувствительные в широком спектральном диапазоне: от крайней ультрафиолетовой до дальней инфракрасной области спектра.

Пироэлектрический приемник, разработанный в Институте физики АН УССР [27], состоит из плоскопараллельной пластины пироактивного материала (рис. 3.7, *а*) и облучаемого электрода (Ag толщиной 0,1 мкм), на который нанесен слой золотой черни. Противоположный точечный электрод имеет форму круга диаметром 50 мкм В качестве пироактивного материала взят монокристалл

триглицинсульфата или титаната бария (толщиной 100 мкм). Приемник заключен в пермаллоевый корпус, экранирующий его от магнитных полей. Входное окно в корпусе выполнено из материала, прозрачного в заданном спектральном диапазоне.

Сфокусированное оптической системой излучение модулируется с частотой 20 Гц, попадает через входное окно на слой черни и поглощается ею. Вследствие локального изменения температуры пироактивного материала на его поверхности возникают поляризованные заряды, что приводит к появлению напряжения между

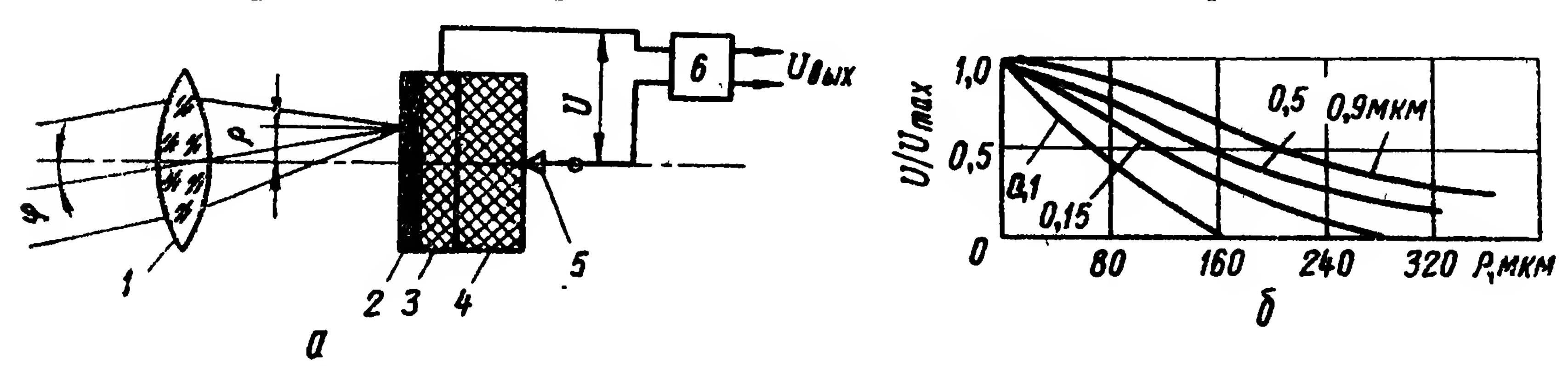


Рис. 3.7 Координатор с пироэлектрическим приемником (*а*) и график зависимости относительного изменения напряжения на выходе ПИ от рассогласования (*б*)

1 — оптическая система; 2 — золотая чернь; 3 — облучаемый электрод; 4 — пироактивный материал; 5 — точечный электрод; 6 — усилитель

верхним сплошным и нижним точечным электродами. Напряжение максимально, когда точечное изображение объекта и точечный электрод лежат на одной вертикали. По мере удаления изображения от этой вертикали напряжение падает (рис. 3.7, *б*). Форма кривой чувствительности зависит от толщины облучаемого электрода.

Характеристики координатора: порог чувствительности при частоте модуляции 20 Гц — $5 \cdot 10^{-9}$ Вт/Гц$^{1/2}$; постоянная времени $10^{-5}...10^{-6}$ с; выходное сопротивление 10^{12} Ом; максимальная чувствительность 2000 В/Вт.

При плотности падающей мощности, равной примерно 10 Вт/см^2, поглощающие покрытия пироприемников разрушаются, а при большей плотности рабочая точка позиционно-чувствительного приемника переходит в нелинейную область. В Институте физики АН УССР разработан координатно-чувствительный пироэлектрический приемник проходящей мощности, действие которого основано на применении координатно-чувствительных зеркал [27]. Идея устройства такого приемника состоит в том, что вместо облучаемого электрода поглощающего типа он имеет зеркально отражающий электрод. Материалом отражающего покрытия выбрано золото, имеющее коэффициент отражения 0,97 при длине волны 10,6 мкм.

При попадании модулированного излучения на зеркально отражающий электрод бóльшая часть энергии отражается и только 3 % поглощается зеркальным электродом, локально нагревая его. Тепловой сигнал от электрода распространяется в глубь пироактивного материала, что вызывает появление между облучаемым и тыльным электродами электрического сигнала, пропорционального координате энергетического центра пятна остаточных аберраций.

В разработанном приемнике использована мелкозернистая пироактивная керамика титаната бария; размеры каждой из двух дифференциально включенных площадок 40 × 30 мм, расстояние между ними 0,2 мм. Вольт-ваттная чувствительность каждой приемной площадки зеркала 10^{-2} В/Вт, координатная чувствительность приемника $10^{-?}$ В/(Вт · мкм), линейное разрешение 10 мкм.

3. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ КООРДИНАТОРЫ С МНОГОЭЛЕМЕНТНЫМИ ПРИЕМНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

ОЭК с матричными приемниками излучения. В ОЭК на основе матричных ПИ используют микроминиатюрные полупроводниковые блоки и тонкопленочные соединения. Приемник выполнен в виде плоской решетки (рис. 3.8) из 100 элементов (10 × 10). Каждый элемент представляет собой фоторезистор из сернистого свинца, химически осажденного на кварцевую подложку. Сигналы с чувствительных элементов поступают на пятикаскадные микроминиатюрные

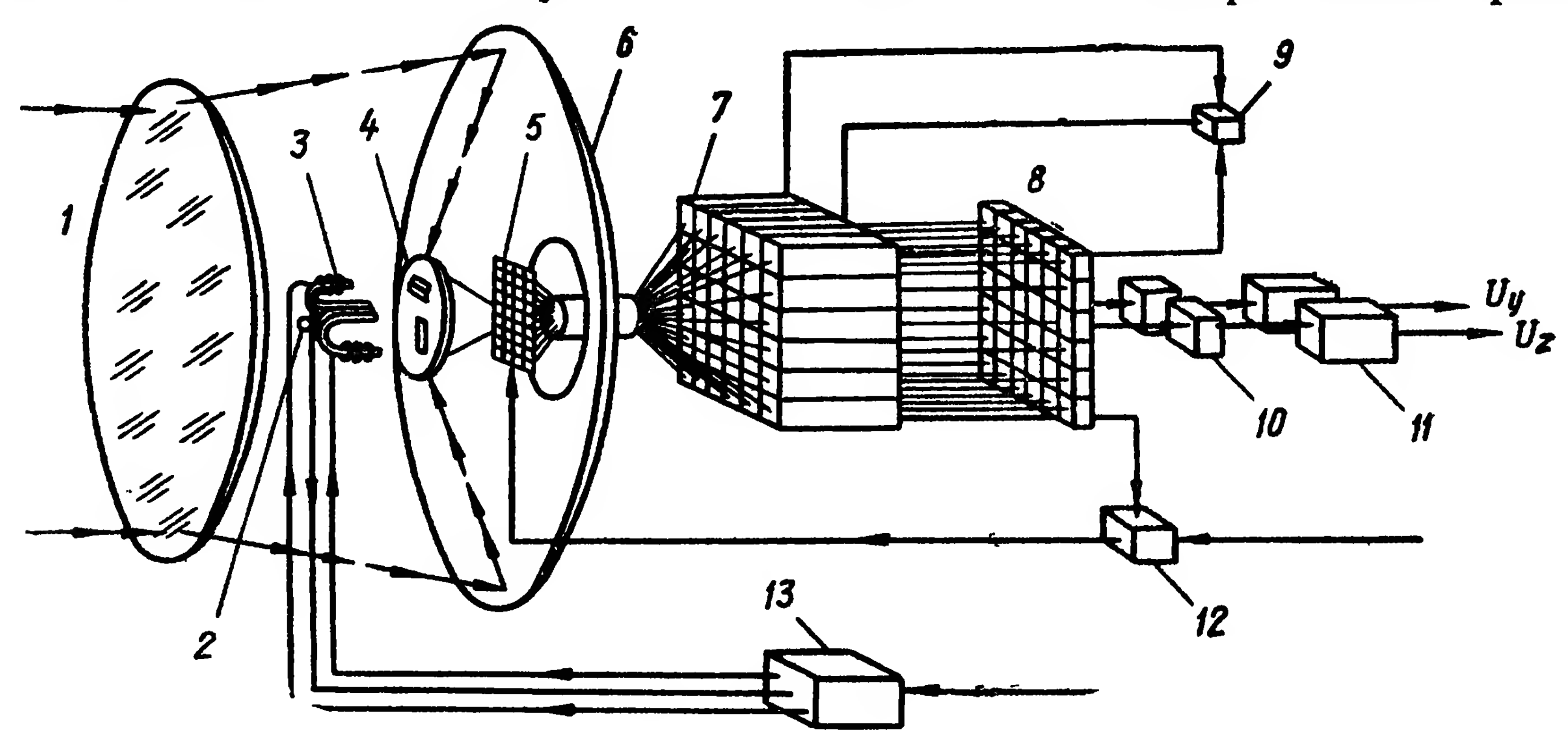


Рис. 3.8. Координатор с матричным приемником фирмы «Вестингауз»:

1 — обтекатель — корректирующая линза; *2* — тензодатчик; *3* — электромагниты; *4* — вторичное зеркало; *5* — мозаичный ПИ; *6* — первичное зеркало; *7* — канальные усилители; *8* — диодная матрица; *9* — коммутирующая схема; *10* — усилители постоянного тока; *11* — фильтры; *12*, *13* — схема формирования напряжения сканирования

усилители. Каждый усилитель состоит из пяти базовых каскадов, связанных элементами. Все усилители обеспечивают заданную стабильность коэффициента усиления в пределах (93 ± 1) дБ при температурах от —40 до 30 °С. Потребляемая мощность менее 5 мВт, входное сопротивление 10 кОм, выходное — 11 кОм. Каждый усилитель смонтирован на единой кремниевой пластине размерами 19 × 9,5 × × 0,8 мм и с учетом выводов занимает объем около 0,5 см³; масса усилителя меньше 1,5 г. Усилители расположены в непосредственной близости к приемникам, что обеспечивает более устойчивый прием слабых сигналов на фоне внутренних шумов.

Оптическая схема координатора состоит из главного зеркала диаметром 450 мм и вторичного зеркала, смонтированного на конце резонансного стержня и колеблющегося с частотой 800 Гц, что обес-

печивает сканирование поля мозаичного приемника изображением объекта Пространственные колебания зеркала осуществляются четырьмя электромагнитами, смещенными на 90° друг относительно друга, к которым подводятся управляющие напряжения, сдвинутые по фазе на 90°. Электромагниты попеременно притягивают и отталкивают постоянные магниты, укрепленные на вторичном зеркале, вызывая качание последнего.

Управляющие напряжения вырабатываются специальной схемой с автоматической регулировкой усиления. Тензодатчик, смонтированный на резонансном стержне, вырабатывает сигнал, который соответствует перемещению зеркала и подается на вход формирующего каскада схемы в виде обратной связи. При достижении резонанса напряжение обратной связи увеличивается и схема АРУ уменьшает общий коэффициент усиления, что предотвращает возрастание амплитуды колебаний зеркала сверх допустимых пределов.

В момент совмещения оптического луча с направлением на объект в цепи соответствующего чувствительного элемента (за исключением четырех центральных) возникает сигнал, фаза которого относительно опорного сигнала характеризует угол рассогласования. При попадании изображения объекта на любой из центральных чувствительных элементов координатор переходит в режим точного определения составляющих угла рассогласования. Это достигается с помощью коммутирующей схемы, состоящей из дополнительного усилителя постоянного тока (УПТ), триггера и переключающего транзистора. Сигналы с центральных чувствительных элементов усиливаются до тех пор, пока они не превысят порог триггера, после чего триггер срабатывает и подает управляющий сигнал на переключающий транзистор. Транзистор снимает положительное напряжение со всех канальных усилителей, кроме четырех центральных, уменьшая поле обзора в режиме точного определения угла рассогласования.

Испытания электронной схемы координатора показали, что ее характеристики остаются неизменными в интервале температур от —20 до 70 °С. Ошибка определения угловых координат оказалась меньше 1 мрад, пороговая чувствительность 10^{-19} Вт/см^2, масса 43 кг. При использовании зеркала диаметром 300 мм масса координатора снижается до 13,5 кг [56]

Рассмотренный координатор является прототипом координаторов с приемниками излучения на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС).

Согласно ГОСТ 25532—82 различают фоточувствительные приборы с переносом заряда (ФППЗ) и с зарядовой инжекцией (ФПЗИ). В опытных образцах ОЭК иностранного производства используются только ФППЗ. Последние представляют собой кремниевую пластину с несколькими сотнями тысяч миниатюрных МОП-конденсаторов. На поверхность пластины проецируется с помощью объектива изображение объекта, угловые координаты которого необходимо определить. Поглощенные фотоны вызывают генерацию электронно-дырочных пар, неосновные носители которых накапли-

ваются в МОП-конденсаторах. Количество накопленных зарядов пропорционально числу попавших фотонов, т. е. локальной энергетической освещенности. Благодаря этому распределение зарядов в МОП-конденсаторах адекватно распределению энергетической освещенности в оптическом изображении объекта. Изменяя смещение на электродах МОП-конденсаторов, заряды перемещают поочередно к выходу ФППЗ, осуществляя электронное сканирование поля, на котором находится изображение теплоизлучающего объекта

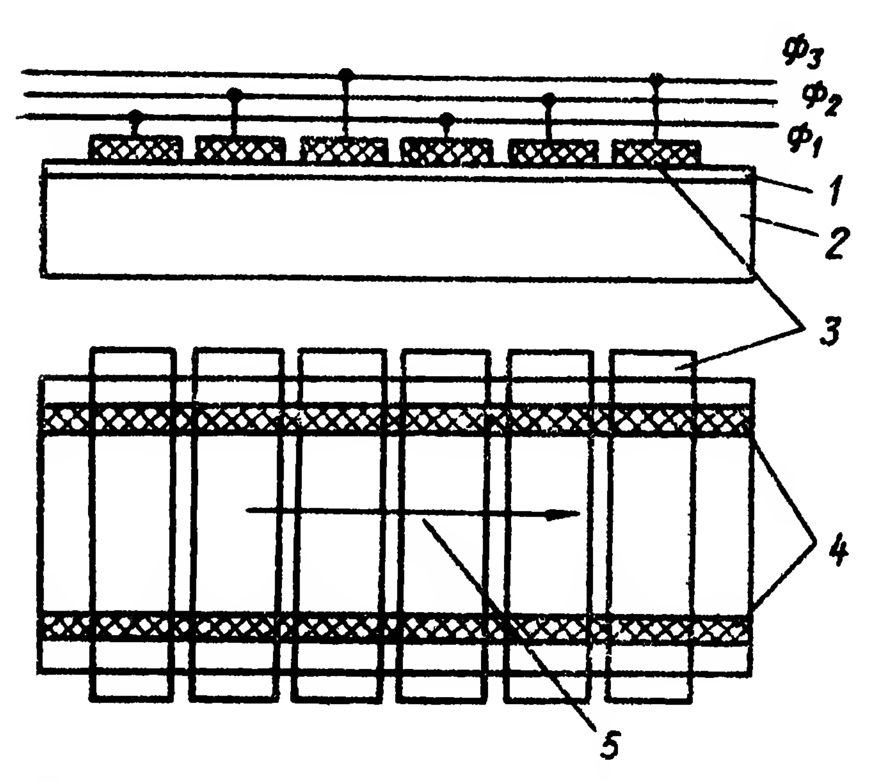


Рис. 3.9. Схема трехтактового регистра переноса

1 — окисел; *2* — *n* — гип, *3* — электроды; *4* — области стоп-каналы; *5* — канал переноса

Перемещение зарядов к выходу ФППЗ производится регистром переноса (рис. 3 9) [56]. Каждый элемент регистра образован тремя электродами, соединенными с соответствующими шинами, чем обеспечивается направленный перенос зарядовых пакетов. Предположим, к первой фазе $Ф_1$ приложен положительный потенциал и под всеми первыми электродами накоплены заряды. Если теперь подать потенциал на вторую фазу $Ф_2$, а с первой $Ф_1$ его снять, то потенцильные ямы под первыми электродами «схлопнутся» а под вторыми — образуются. Заряды будут перетекать слева направо, так как на третьей фазе $Ф_3$ (так же, как и на первой) потенциал низкий. После накопления зарядов под электродами второй фазы $Ф_2$ потенциал с нее снимается и подается на третью фазу. Заряды перетекут в пустые ямы справа; налево они двигаться не будут, так как на электродах первой фазы заряд остается низким [56].

Направленность переноса зарядов обеспечивается также стоп-каналами, которые не позволяют зарядовым пакетам растекаться в стороны и направляют их строго вдоль регистра. Стоп-каналы представляют собой области, легированные сильнее, чем кремний в самом канале переноса (рис. 3.9). При подаче на электроды напряжения смещения потенциальные ямы образуются только в канале переноса (чем выше концентрация примеси в кремнии, тем глубина потенциальной ямы меньше).

Зарядовые пакеты под электродами сдвигаются (благодаря переключению потенциалов фаз) к выходу регистра. Здесь они преобразуются в импульсы напряжения или тока, пропорциональные энергетической освещенности соответствующих чувствительных элементов ФППЗ.

Инжекция неосновных носителей может происходить не только при попадании в кремний фотонов с энергией, достаточной для переброса носителя через запрещенную зону, но и в результате термо-

генерации. В кремнии всегда генерируются пары электрон-дырка и, если существует электрическое поле, то под соответствующими электродами эти пары будут разделяться на основные и неосновные носители. Темп накопления последних определяется температурой, качеством кристалла кремния и свойствами поверхности раздела кремний-диэлектрик. Накопления в потенциальных ямах термогенерированных носителей является паразитным процессом; отношение заряда этих носителей к времени накопления названо темновым током.

Рассмотренная конструкция ФППЗ относится к классу монолитных структур, у которых изображение объекта проецируется на кристалл Si, где преобразуется оптический сигнал в электрический. В ОЭК для определения координат изображения теплоизлучающего объекта относительно двух взаимно перпендикулярных осей (пропорциональных составляющим угла рассогласования) применяют инфракрасный матричный ФППЗ гибридной структуры, в котором преобразование оптического сигнала в электрический и последующая его обработка происходят раздельно в двух разных частях приемника. В матрице фоточувствительных элементов производится детектирование оптического сигнала, а в кремниевых ПЗС-структурах — обработка выходных сигналов отдельных элементов матрицы. Это позволяет раздельно оптимизировать детектирующие и считывающие структуры.

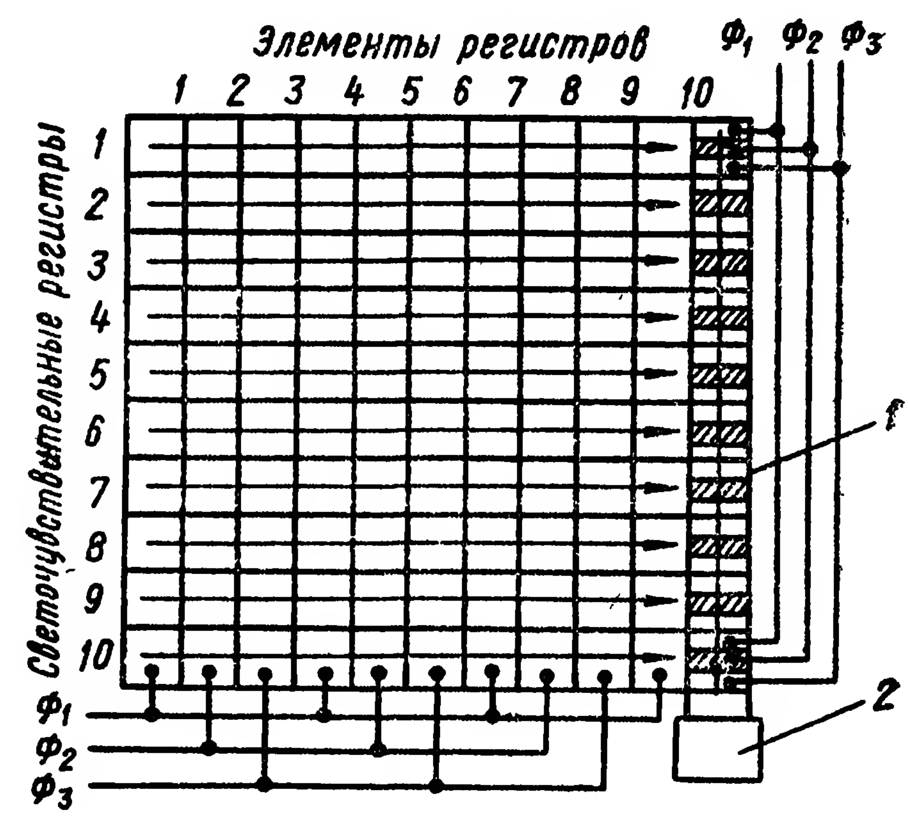


Рис 3 10 Матричный ФППЗ
1 — выходной регистр, 2 — выводное устройство

В матрице чувствительных элементов используются узкозонные полупроводники (InSb, $Cd_x Hg_{1-x} Te$, PbSnTe, PbS, PbSe и др.), легированный кремний (Si : In, Si : Ga и др.) либо пироэлектрики. Выбор того или иного материала определяется необходимой областью спектральной чувствительности прибора, эксплуатационными требованиями по рабочей температуре, геометрией фоточувствительных элементов и т. п.

Матричный ФППЗ содержит n линейных светочувствительных регистров по m элементов (рис. 3.10). Каждый светочувствительный элемент соединен с элементом регистра переноса, служащего только для вывода зарядовых пакетов из матрицы. Выходной регистр закрыт непрозрачным экраном.

Если изображение объекта спроецировать на матрицу, в элементах светочувствительных регистров накапливаются зарядовые пакеты, которые переносятся в подготовленные потенциальные ямы регистра переноса (например, под электроды второй фазы). Приняв зарядовые пакеты регистр переноса передвигает их к выходу, пока

полностью не очистится. Затем в регистр переноса перетекут из светочувствительных регистров следующие заряды и цикл переноса их к выходу повторяется до тех пор, пока не очистятся все светочувствительные регистры и матрица не окажется готовой к новому такту накопления. В действительности, работа матричного ФППЗ гораздо сложнее и более подробнее рассмотрена в специальной литературе.

Характерной особенностью матричных ФППЗ гибридной структуры является наличие секции хранения памяти, равной по площади приемной секции и используемой следующим образом. В приемной секции *А* (рис. 3.11, *а*) происходит накопление информации (в течении полукадра). По окончании периода накопления зарядовое изображение кадра быстро сдвигается из приемной секции в секцию памяти *Б*, экранированной от воздействия излучения. (Для уменьшения смазывания изображения при сдвиге время переноса должно быть значительно меньше периода накопления). После этого в приемной секции начинается накопление следующего кадра, а зарядовые пакеты из секции хранения построчно переводятся в выходной регистр переноса и далее — в выходное устройство.

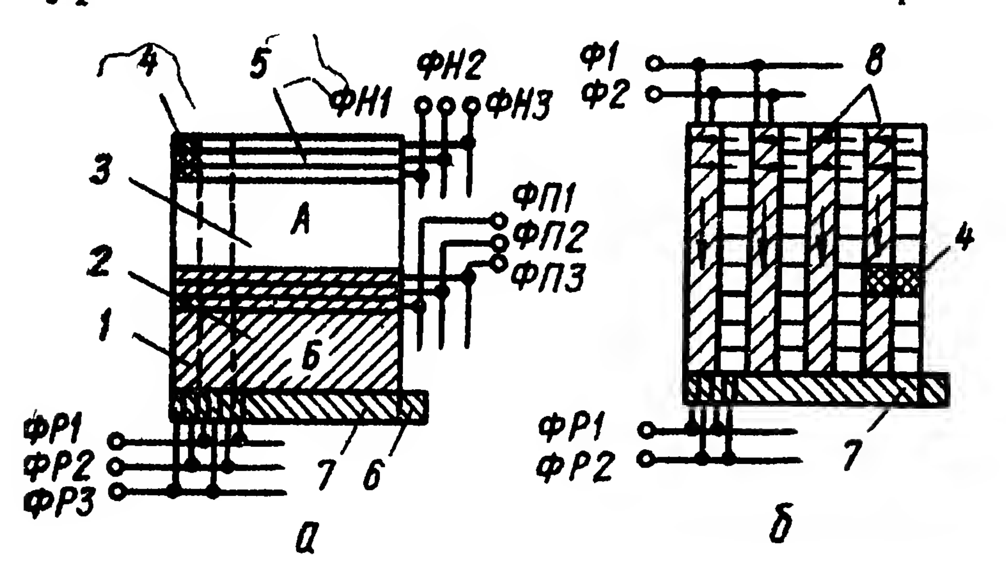


Рис. 3.11. Матричный ФППЗ гибридной структуры:

а — матрица с переносом кадра; *б* — матрица со строчно-кадровым переносом; *А* — светочувствительная область; *Б* — область хранения; *1* — стоп-панель; *2* — область памяти; *3* — область накопления; *4* — элементы матрицы; *5* — электроды; *6* — выходное устройство; *7* — сдвиговый выходной регистр; *8* — сдвиговые регистры, защищенные от света; *ФН* — фаза накопления; *ФП* — фаза переноса; *ФР* — фаза регистра

Наряду с матрицами с переносом кадра в область хранения применяют матрицы со строчно-кадровым переносом, в которых область накопления состоит из вертикальных столбцов, между которыми вставлены защищенные от излучения вертикальные регистры переноса (рис. 3.11, *б*). Заряды в фоточувствительных элементах накапливаются в течение кадра и затем параллельно переносятся в соседние ячейки регистров переноса. В период накопления зарядов следующего кадра в чувствительных элементах зарядовые пакеты из регистров переноса переводятся в выходной регистр и далее — в выходное устройство.

Параметры гибридных многоэлементных приемников ИК излучения можно оценить по параметрам собственной матрицы ПЗС, так как ввод сигнала от чувствительных элементов вызывает ухудшение отношения сигнал/шум считывающей схемы в пределах 10 . 20 % [56].

Фирмой «Аэроджет Электросистемз» (США) разработан многоэлементный приемник ИК излучения на основе PbS с числом элементов 192 × 64 = 12 888 для диапазона длин волн 2,5...3,5 мкм. Общий размер матрицы 6,35 × 19,05 мм, размеры отдельного фо-

точувствительного элемента 100 × 100 мкм. При рабочей температуре 156 К матрица имеет следующие параметры: средняя по матрице мощность, эквивалентная шуму (*NEP*), 2,1 · 10^{-14} Вт; дисперсия *NEP* 1.2 · 10^{-14} Вт; среднеквадратичная величина шума 2,5 × × 10^{-9} А; дисперсия шума 1,4 · 10^{-9} А; средняя чувствительность 1,2 · 10^{5} А/Вт; дисперсия чувствительности 2,9 · 10^{4} А/Вт; число фоточувствительных элементов с неудовлетворительными параметрами 296 (2,4 %) [56].

Координаты y, z геометрического центра изображения объекта (рис. 3.12), спроецированного на матричный ФППЗ, определяются по следующим формулам:

$$\left.\begin{aligned} y &= 0{,}5b\sum_{i=1}^{k}(2n-1)/k_y - N_y b/2; \\ z &= 0{,}5a\sum_{i=1}^{k}(2n-1)/k_z - N_z a/2, \end{aligned}\right\} \quad (3.5)$$

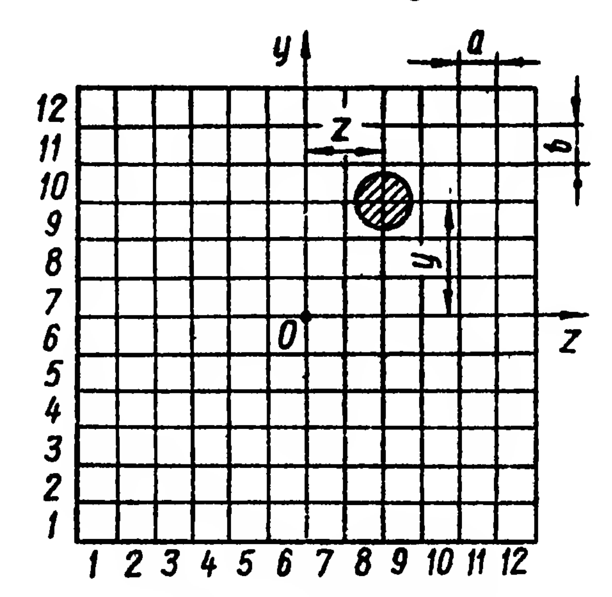


Рис. 3.12. К определению координат геометрического центра изображения объекта

где b и a — размеры одного чувствительного элемента матрицы по осям y и z соответственно; k_y и k_z — количество чувствительных элементов по осям соответственно, на которые спроецировано изображение объекта и сигнал с которых превышает уровень шумов; n_y и n_z — номера столбцов и строк чувствительных элементов, на которые спроецировано изображение объекта; N_y и N_z — число чувствительных элементов матриц по осям y и z соответственно.

Так, для случая, изображенного на рис. 3.12,

$$y = 0{,}5b\left(\frac{2\cdot 10 - 1 + 2\cdot 9 - 1}{2}\right) - \frac{12b}{2} = 3b;$$

$$z = 0{,}5a\left(\frac{2\cdot 9 - 1 + 2\cdot 8 - 1}{2}\right) - \frac{12a}{2} = 2a.$$

4. ТЕПЛОВИЗИОННЫЕ КООРДИНАТОРЫ

Различают три типа таких координаторов. с амплитудной, логической и корреляционной обработкой видеосигнала.

Координаторы с амплитудной обработкой видеосигнала применяют в системах, предназначенных для слежения за малоразмерными объектами, температура которых отличается от температуры окружающего фона. Принцип работы таких координаторов заключается в следующем. Пусть на поверхность фотокатода тепловизионной передающей трубки прое-

цируется тепловое изображение малоразмерного объекта и окружающего его фона (который для простоты рассуждений будем считать равномерным). Центр поверхности фотокатода совмещен с началом координат измерительной системы, поэтому, положение изображения теплоизлучающего объекта на фотокатоде характеризуется координатами ρ_y и ρ_z, пропорциональными составляющим угла рассогласования φ_y и φ_z в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. При этом $\rho_y = f_{об}\varphi_y$ и $\rho_z = f_{об}\varphi_z$, где $f_{об}$ — фокусное расстояние объектива передающей тепловизионной камеры Учитывая, что линейные отклонения изображения объекта пропорциональны временным интервалам, в течение которых развертывающий луч проходит от центра поверхности фотокатода до изображения объекта, можно выделять управляющие сигналы, пропорциональные этим линейным отклонениям, и определять таким образом угловые координаты объекта.

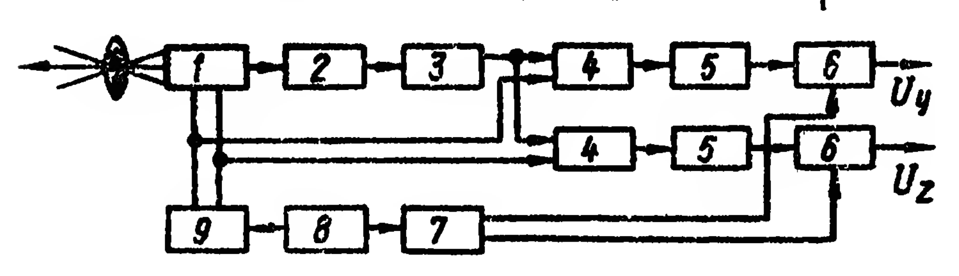


Рис 3 13. Структурная схема тепловизионного координатора с амплитудной обработкой видеосигнала

1 — тепловизионная передающая трубка; *2* — видеоусилитель; *3* — амплитудный селектор; *4* — триггер; *5* — преобразователь формы сигнала; *6* — вычитающее устройство; *7* — формирователь напряжения «центр экрана»; *8* — синхрогенератор, *9* — блок разверток

Реализация этой идеи заключается в следующем. Видеосигналы с выхода передающей тепловизионной трубки (рис 3.13) после усиления видеоусилителем поступают в амплитудный селектор, который выделяет сигнал с объекта, превышающий по амплитуде сигнал от окружающего его фона. Сигнал с выхода амплитудного селектора, представляющий собой последовательность видеоимпульсов, подается на триггеры. До прихода рабочего импульса, вызванного излучением объекта, оба триггера находятся в исходном состоянии «0». Рабочий импульс переводит триггеры в состояние «1». В исходное состояние первый триггер переводится очередным строчным синхроимпульсом, а второй триггер — кадровым синхроимпульсом, Длительности временных интервалов сформированных импульсов пропорциональны координатам изображения теплоизлучающего объекта относительно начала разверток поля обзора.

Постоянные составляющие импульсов, сформированных триггерами, выделяются преобразователями. Вычитающие устройства с помощью напряжений, характеризующих центр экрана, формируют напряжения U_y и U_z, пропорциональные координатам изображения объекта относительно центра разверток.

Недостатком координатора является различная точность изменения координат ρ_y и ρ_z, обусловленная неодинаковой скважностью рабочих частот развертки по строкам и кадрам. Ошибка метода измерений временных интервалов по средним составляющим импульсов равна 5...10 % [1].

Тепловизионные координаторы с логической обработкой видеосигнала обеспечивают слежение за одним из объектов в группе теплоизлучающих источников. Достигается это путем логической обработки информации,

содержащейся на выходе передающей трубки, и отбора сигнала, содержащего информацию только о выбранном объекте

Изображение группы объектов проецируется объективом (рис. 3.14, *а*) на фотокатод ТВ трубки. Развертка электронного луча по всей площади фотокатода создается за счет напряжений, поступающих на трубку из блока развертки. Видеосигналы после усиления видеоусилителем подаются на вход амплитудного селектора, который выделяет видеоимпульсы, амплитуды которых заключены в определенном интервале $U_{min} < U_{и} < U_{max}$ (рис. 3.14, *б*).

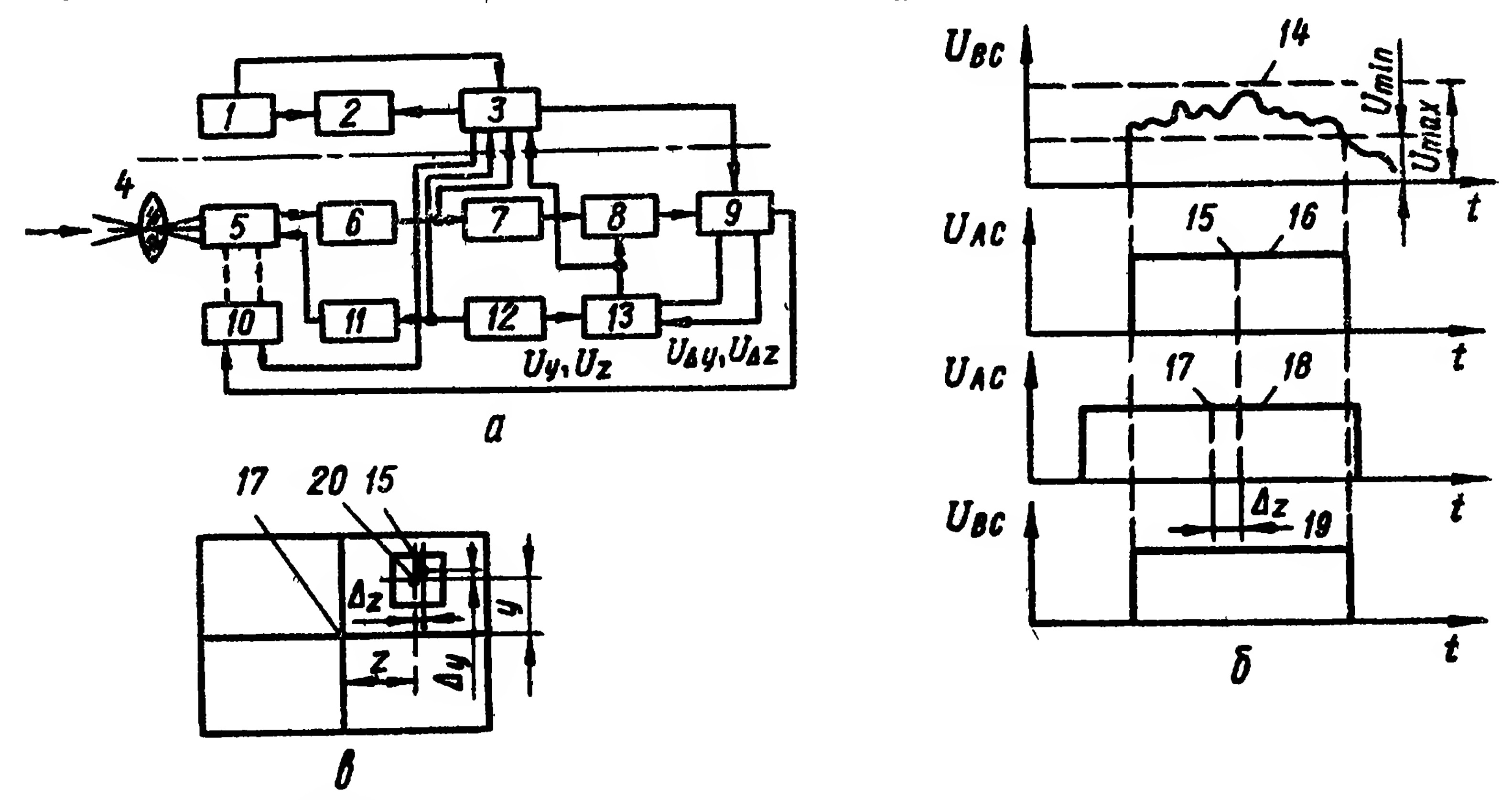


Рис 3 14 Структурная схема тепловизионного координатора с логической обработкой информации (*а*), графики формирования сигналов (*б*) и схема экрана видеоконтрольного устройства (*в*)·

1 — пульт управления; *2* — видеоконтрольное устройство; *3* — блок связи; *4* — объектив, *5* — ТВ трубка, *6* — видеоусилитель, *7* — амплитудный селектор; *8* — пространственный селектор; *9* — вычислительное устройство; *10* — исполнительное устройство; *11* — блок разверток; *12* — синхрогенератор; *13* — строб-генератор; *14* — верхний уровень сигнала; *15* — центр изображения объекта, *16* — видеосигнал на выходе амплитудного селектора; *17* — центр видеоконтрольного устройства; *18* — строб-импульс одного из каналов; *19* — селектированный видеосигнал; *20* — центр «окна слежения»

Отселектированные по амплитуде видеоимпульсы в виде униполярного нормированного по амплитуде сигнала подаются в пространственный селектор (см. рис. 3.14, *а*), который обеспечивает слежение за определенным объектом с помощью стробов, вырабатываемых строб-генератором. Отселектированный видеосигнал объекта слежения поступает в устройство, которое вычисляет сигналы рассогласования $U_{\Delta y}$, $U_{\Delta z}$, соответствующие смещению центра изображения объекта слежения относительно центра строба, а также смещению центра строба относительно центра развертки (центра фотокатода) — U_y, U_z.

Пространственные стробы («окно слежения») с помощью сигналов $U_{\Delta y}$ и $U_{\Delta z}$ сдвигаются таким образом, чтобы центр «окна» совпадал с центром изображения объекта, вследствие чего осуществляется слежение за заданным объектом в пределах «окна». Сигналы U_y и U_z используются как управляющие в системе автоматического слежения.

Выбор объекта слежения осуществляется оператором по экрану видеоконтрольного устройства, где отображаются объекты, попа-

дающие в поле зрения координатора, и «окно слежения» в виде подвижного перекрытия или засвеченного квадрата (рис. 3.14, *в*). Совмещая подвижное перекрестие или «окно слежения» с выбранным объектом, оператор включает координатор в цепь автосопровождения объекта.

Тепловизионные координаторы с корреляционной обработкой видеосигнала применяют в тех случаях, когда тепловой контраст объекта мал относительно окружающего его фона. Измерение угловых координат объекта производится сравнением текущего видеосигнала с эталонным. Текущий видеосиг-

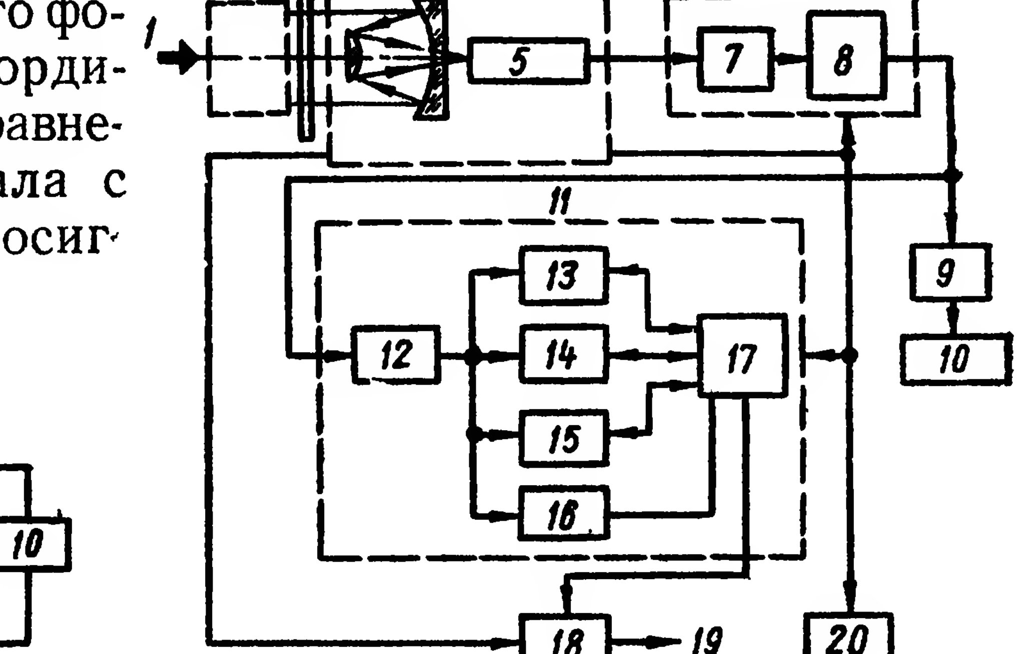


Рис 3 15 Структурная схема тепловизионного координатора с корреляционной обработкой видеосигнала

1 — пульт управления; *2* — видеоконтрольное устройство; *3* — блок связи; *4* — исполнительное устройство, *5* — объектив, *6* — ТВ камера, *7* — видеоусилитель, *8* — запоминающее устройство, *9* — устройство сдвига опорного кадра, *10* — устройство формирования сигнала рассогласования, *11* — блок разверток, *12* — синхрогенератор, *13* — вычислительное устройство

Рис 3 16 Структурная схема тепловизионного устройства фирмы Бодензееверк Герететехник (ФРГ)

1 — инфракрасное излучение, *2* — температурный эталон, *3* — блок выделения сигнала; *4* — объектив, *5* — приемник излучения и микропроцессор, *6* — блок подавления фонового излучения, *7* — блок предварительной обработки сигнала, *8* — блок автоматической регулировки усиления, *9* — микропроцессор обработки изображения, *10* — видеоконтрольное устройство, *11* — многофункциональное устройство сопровождения; *12* — микропроцессор предварительной обработки изображения, *13* — корреляционное устройство слежения, *14*, *15* — корреляционное и контрастное устройства сопровождения; *16* — устройство сопровождения движущегося объекта, *17* — инерциальное устройство сопровождения *18* — электронный блок управления гироплатформой, *19* — выходной сигнал, *20* — блок контроля

нал характеризует истинное положение объекта в поле зрения координатора, а эталонный — требуемое положение объекта относительно поля зрения координатора. Взаимно корреляционная функция этих видеосигналов позволяет определить текущие угловые смещения объекта относительно требуемых.

Для получения эталонного изображения выбранный объект должен находиться точно в перекрестии видеоконтрольного устройства. Достигается это тем, что оператор с помощью пульта управления (рис. 3.15) совмещает выбранный объект с перекрестием, подавая через блок связи соответствующие напряжения на исполнительные органы координатора, и обеспечивая при этом его разворот в нужном направлении.

После захвата объекта начинается режим слежения, в процессе которого вычислительное устройство коррелятора сравнивает те-

кущее изображение с эталонным. Последнее формируется в запоминающем устройстве в виде опорного кадра С помощью устройства сдвига опорный кадр сдвигается в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В результате корреляции двух изображений выделяются сигналы рассогласования по соответствующим каналам.

Если в процессе измерения координат теплоизлучающего устройства изменяется масштаб и происходит поворот ранее запомненного изображения, то периодически обновляют эталон в памяти коррелятора.

В рассматриваемом типе координатора с корреляционной обработкой видеосигнала угловые координаты объекта определяются смещением не только изображения объекта, но и всего изображения поля зрения, поэтому для осуществления слежения за объектом не требуется чтобы он обладал тепловым контрастом относительно окружающего его фона. Использование объема информации, попадающей от всего поля зрения координатора, приводит к его высокой помехоустойчивости.

В опытных образцах тепловизионных координаторов используют комбинации различных способов обработки информаций, применяя быстродействующие микропроцессоры.

Примером использования рассмотренных процедур и технологий является тепловизионная система фирмы Бодензееверк Герететехник (ФРГ). Устройство обработки первичной информации этой системы состоит из трех основных блоков (рис 3.16). блока выделения сигнала, создаваемого отслеживаемым объектом, блока предварительной обработки сигнала и блока обработки изображения. Каждый блок имеет свой микропроцессор. Первый блок осуществляет усиление и фильтрацию сигналов с приемника излучения и преобразование продетектированных сигналов из аналоговой формы в цифровую. В блоке предварительной обработки сигналов происходит сжатие поступающей информации с помощью микропроцессора и быстродействующего счетного устройства.

Затем информация поступает в блок обработки изображения, где определяется информация от фона, идентифицируются отслеживаемые объекты, а ложные теплоизлучающие объекты подавляются. Для этого используются корреляционные процедуры.

Глава 4

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

1. СПЕКТРЫ НЕПЕРИОДИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

Разложение Фурье можно применить к непериодическим функциям Любую одномерную непериодическую функцию $f(x)$, удовлетворяющую условиям Дирихле и интегрируемую в бесконечных пределах, можно представить в виде суммы бесконечного множества гармонических составляющих

$$f(x)=\sum_{-\infty}^{\infty}\bar{c}_k e^{i2\pi kx/T}=\sum_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{T}\left[\int_{-T/2}^{T/2} f(x)\, e^{i2\pi kx/T}\,dx\right]e^{i2\pi kx/T}.$$

Заменяя период повторения функции частотной первой гармоники ($u = 1/T$), имеем

$$f(x) = \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-T/2}^{T/2} f(x)\, e^{-i2\pi ukx}\, dx \right] e^{i2\pi ukx}\, u_1.$$

При предельном переходе, когда $T \to \infty$

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\, \varkappa(-2\pi ux)\, dx \right] \varkappa(2\pi ux)\, dx, \qquad (4.1)$$

где $\varkappa(x) = e^{ix}$

Внутренний интеграл выражения (4 1)

$$g(iu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\, \varkappa(-2\pi ux)\, dx \qquad (4\ 2)$$

является преобразованием Фурье функции $f(x)$ и обозначается $\Phi[f(x)]$, а внешний $f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(iu)\, \varkappa(2\pi ux)\, dx$ является обратным преобразованием Фурье, обозначаемым $\Phi^{-1}[f(x)]$ Математические операции прямого и обратного преобразования отличаются только знаком экспоненты в подынтегральном выражении.

Различие ряда Фурье и интеграла Фурье заключается в том, что ряд Фурье представляет периодическую функцию в виде суммы бесконечного числа синусоид с частотами, имеющими определенные дискретные значения, в том время как интеграл Фурье представляет периодическую функцию суммы периодических составляющих с непрерывной последовательностью частот.

Функцию $g(iu)$ называют комплексным спектром непериодической функции, ее можно записать в виде суммы функций $g(iu) = A(u) + iB(u)$, или произведения $g(iu) = g(u)\, e^{i\psi(u)}$, где $A(u)$, $B(u)$, $g(u)$, $\psi(u)$ — соответственно вещественная, мнимая, амплитудная и фазовая характеристики спектра.

Из формулы $f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(iu)\, e^{i2\pi ux} du$ следует, что непериодическую функцию $f(x)$ можно рассматривать как непрерывную сумму экспоненциальных функций с частотами от $-\infty$ до $+\infty$ Амплитуда составляющей на любой частоте пропорциональна функции $g(iu)$, поэтому последняя является спектром функции $f(x)$ и называется функцией спектральной плотности Спектр непериодической функции изображают в виде непрерывной кривой (а не в виде дискретных точек) и называют сплошным

Преобразование Фурье позволяет представить данный сигнал экспоненциальными составляющими Функция $g(iu)$ — прямое преобразование Фурье сигнала $f(x)$ характеризует относительные амплитуды различных частотных составляющих, т. е. представляет сигнал $f(x)$ в частотной области В общем случае функция $f(x)$ комплексная и для ее представления необходимы графики амплитудного $g(u)$ и фазового $\psi(u)$ спектров Однако во многих случаях $g(iu)$ — либо действительная, либо мнимая функция, и поэтому ее представление ограничивают одним графиком спектра

Из формулы 4 2 преобразования Фурье следует, что оно существует, если интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\, \varkappa(-2\pi ux)\, dx$ имеет конечное значение Так как модуль $\varkappa(-2\pi ux)$ равен единице, то условие существования преобразования Фурье функции $f(x)$ состоит в том, что интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|\, dx$ имеет конечное значение Это условие является достаточным, но ненеобходимым Такие функции, как синус, косинус,

единичный скачок и другие, не удовлетворяют упомянутому условию и, строго говоря, не имеют преобразования Фурье Однако в пределе и для этих функций преобразование Фурье существует [34; 47].

Для двумерной непериодической функции $f(x, y)$ преобразования Фурье выражают следующими зависимостями *

$$g(iu, iv) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} f(x, y)\, e^{-2\pi i(ux+vy)}\, dxdy;$$

$$f(x, y) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} g(iu, iv)\, e^{2\pi i(ux+vy)}\, dudv.$$

2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ ИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ И ФОНОВ

Все объекты и окружающие их фоны (если считать их плоскими излучателями) могут быть описаны распределением лучистости $B(y, z)$, которая является функцией координат y, z каждой точки объекта или фона в прямоугольной системе координат. Двумерные функции лучистости объекта и фона являются входными сигналами в следящей системе с ОЭК. Для исследования прохождения этих сигналов через отдельные элементы координаторов используется пространственно-частотный анализ, с помощью которого сложные пространственные сигналы представляются в виде пространственно-частотных спектров.

Рассмотрим пространственно-частотные спектры объектов. Пусть имеется излучающий плоский объект с распределением энергетической яркости $B(y, z)$. Переменные y и z представляют координаты некоторой точки объекта в прямоугольной системе координат yoz, выбранной так, что плоскость yoz перпендикулярна заданному направлению. Применительно к объектам с некогерентным собственным излучением под энергетической яркостью понимают мощность с единицы площади излучающей поверхности в телесном угле, равном одному стерадиану, соответствующую единичному интервалу длин волн вблизи длины волны λ.

Преобразование Фурье функции $B(y, z)$ запишется в виде

$$\left.\begin{aligned} b(iu, iv) &= \iint\limits_{-\infty}^{\infty} B(y, z)\, \varkappa[-2\pi(uy + vz)\, dydz; \\ B(y, z) &= \iint\limits_{-\infty}^{\infty} b(iu, iv)\, \varkappa[2\pi(uy + vz)\, dudv \end{aligned}\right\} \quad (4.3)$$

(здесь по-прежнему обозначено $\varkappa(x) = e^{ix}$).

Величины u и v, обратные периодам гармоник, описывающих распределение энергетической яркости объекта вдоль направлений

* Когда выше или ниже символа двойного интеграла указывается только один предел интегрирования, то этот предел относится к интегрированию по обеим переменным.

y и z, называют пространственными частотами (по аналогии с частотой в общепринятом смысле слова, которую можно получить, если бы функция зависела только от одной переменной — времени). Единица временной частоты $с^{-1}$, единица пространственной частоты — единица длины в минус первой степени.

Распределение энергетической яркости объекта можно представить как наложение бесконечного множества различных гармонических составляющих, каждая из которых характеризуется амплитудой, фазой и пространственной частотой Такое представление

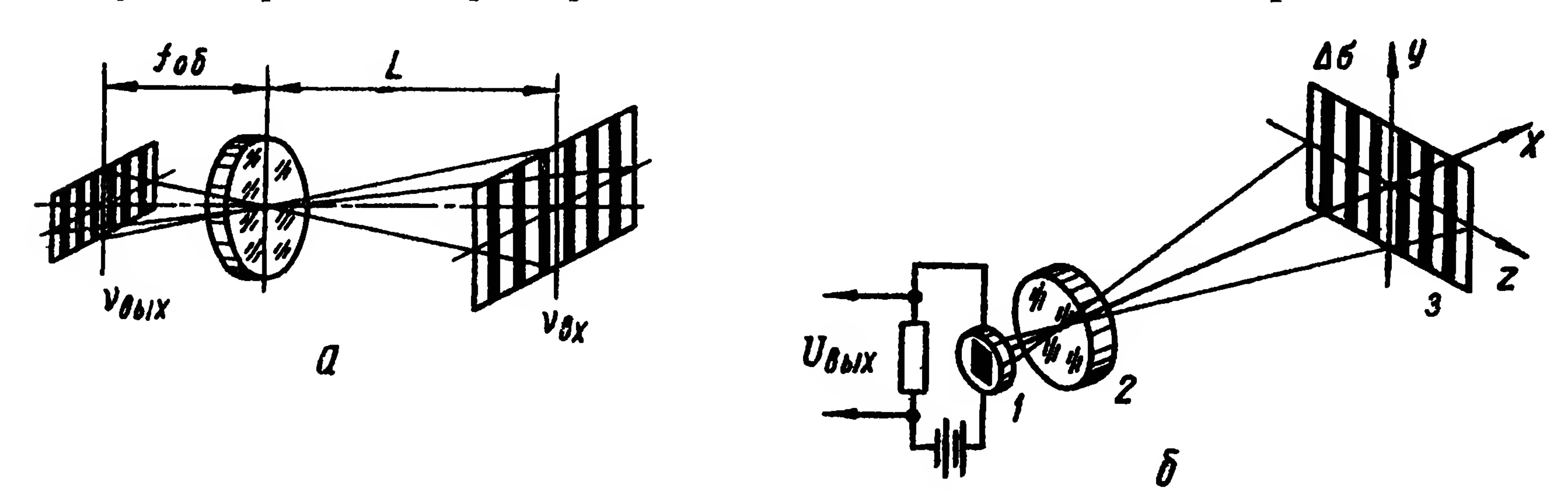


Рис 4.1. К пояснению изменения частоты пространственной гармоники при прохождении сигнала через оптический элемент (*а*) и схема преобразования пространственной частоты в частоту изменения электрического тока (*б*)·
1 — ПИ; *2* — объектив; *3* — плоскость расположения объекта

двумерной функции энергетической яркости позволяет ввести в рассмотрение понятие пространственно-частотного спектра, играющего важную роль при анализе модулирующих устройств.

Рассмотрим основные различия пространственных и временных гармонических колебаний. Частоты временных колебаний изменяются в пределах от 0 до $+\infty$, так как время не может быть отрицательным; пространственные частоты принимают значения $-\infty \dots +\infty$.

Временные (электрические) гармоники, проходя через линейные динамические звенья, изменяют свои амплитуды и фазы, сохраняя неизменными частоты. Пространственные гармоники при прохождении через оптические элементы могут изменять как амплитуды и фазы, так и пространственные частоты. Например, если коэффициент увеличения оптического элемента β, а пространственная частота на его входе $\nu_{вх}$, то пространственная частота на выходе элемента $\nu_{вых} = \nu_{вх}\beta$, где $\beta = f_{об}/L$ (рис. 4.1, *а*).

Пространственную частоту u можно преобразовать во временную частоту f^* изменения электрического тока, (рис. 4.1, *б*). В каждый момент времени участок объекта площадью $\Delta\sigma$ проецируется с помощью оптической системы на ПИ. По нагрузочному резистору приемника протекает электрический ток, изменяющийся с частотой $f^* = \nu V$, где V — скорость сканирования.

Отдельные частоты пространственно-частотного спектра излучающих объектов играют разную роль в построении их изображений. Низкочастотные составляющие несут основную информацию о протяженных распределениях энергетической яркости, крупных

деталях и равномерно излучающих участках объекта; среднечастотные составляющие важны для правильного воспроизведения тонов, в то время как высокочастотные составляющие играют важную роль при построении мелких деталей, резких переходов и контуров изображений. Если низко- и среднечастотные составляющие воспроизводятся без искажений, а высокочастотные ослабляются, то полученные изображения плохо передают мелкие детали и резкие границы объекта.

Функция $b\ (iu, iv)$ в формулах (4.3) является комплексной функцией пространственных частот. Совокупность модулей $b\ (iu, iv)$ называют пространственно-частотным спектром функции $B\ (y, z)$. Функция $b\ (iu, iv)$ представляет собой спектральную плотность функции $B\ (y, z)$ и выражается прямым преобразованием Фурье.

Часто функция $B\ (y, z)$ симметрична относительно начала координат; в этом случае, полагая $z = \rho \cos \psi$, $y = \rho \sin \psi$, $2\pi u = w \cos \varphi$, $2\pi v = w \sin \varphi$ и подставляя новые переменные в интеграл Фурье (4 2), получаем

$$b\ (iw, \varphi) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} B\ (\rho, \psi)\ \varkappa\ [-\rho w (\cos \varphi \cos \psi + \sin \varphi \sin \psi)]\ \rho d\rho d\psi$$

Обозначим $\psi - \varphi = \theta$; $b\ (iW, \varphi) = b\ (w)\ e^{+in\varphi}$; $B\ (\rho, \psi) = i^{-n} s\ (\rho)\ e^{in\varphi}$, тогда

$$b\ (w) = i^{-n} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} s\ (\rho)\ \varkappa\ (-\rho w \cos \theta + n\theta)\ \rho d\rho d\theta,$$

или

$$b\ (w) = 2\pi \int_0^\infty \rho I_n\ (\rho, w)\ s\ (\rho)\ d\rho, \qquad (4\ 4)$$

где

$$I_n\ (\rho, w) = \frac{i^{-n}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\rho w \cos \theta + in\theta}\ d\theta$$

— интегральное представление функции Бесселя.

Выражение (4 4) называют преобразованием Ханкеля функции $s\ (\rho)$. Обратное преобразование Ханкеля определяется интегралом

$$s\ (\rho) = \int_0^\infty w I_n\ (\rho, w)\ b\ (w)\ dw,$$

или

$$B\ (\rho, \psi) = i^n e^{-in\psi} \int_0^\infty w I_n\ (\rho, w)\ b\ (w)\ dw.$$

Если функция $B\ (y, z)$ симметрична относительно начала координат, то $n = 0$, $s\ (\rho) = B\ (\rho)$; при этом получим

$$b\ (w) = 2\pi \int_0^\infty \rho I_0\ (\rho, w)\ B\ (\rho)\ d\rho; \quad B\ (\rho) = 2\pi \int_0^\infty \rho I_0\ (\rho, w)\ B\ (w)\ dw.$$

При растяжении функции B в пространстве ее спектр сужается, что следует из формулы

$$b(w/a) = 2\pi a^2 \int_0^{\infty} \rho I_0(\rho, w) B(a, \rho) d\rho.$$

Если энергетическая яркость объекта изменяется не только в пространстве, но и во времени (что характерно для «мерцающих» и быстро перемещающихся объектов), то ее описывают функцией трех переменных $B(y, z, t)$. В частном случае, когда функция B зависит только от времени, преобразование Фурье этой функции $b(f^*) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi f^* t} dt$. Функция $b(f^*)$ представляет спектральную зависимость, описывающую временной спектр.

Рассмотрим пространственно-частотные спектры фонов. Естественные фоны (небосвод, топографические детали рельефа земной поверхности, ландшафты, города, озера, моря и т. п.) весьма разнообразны. Флуктуации их излучения определяются временными и пространственными градиентами собственного и отраженного излучения, которое зависит от многочисленных характеристик (температуры, коэффициентов излучения и отражения, положения и структуры деталей, образующих фон, условий наблюдения и др.). Поэтому создаваемое фоном поле излучения может быть описано лишь случайной функцией яркости, подчиняющейся некоторым статистическим законом. Нестатистические методы оценки характеристик излучения фонов весьма сложны ввиду большого разнообразия фоновых ситуаций, встречающихся на практике.

В общем случае характеристики излучения естественных фонов неоднородны по пространству и нестационарны во времени, однако для упрощения статистических оценок характеристик излучения фонов делают допущение о локальной изотропности и стационарности фонов, а также их пространственно-временной эргодичности *. В действительности, случайная функция, описывающая яркостный фон, в общем случае нестационарна. Однако установлено [35; 65], что в пределах небольших углов вдали от направлений на Солнце и на горизонт фон облачного неба все же можно считать стационарным.

Все разнообразие фонов разделяют на так называемые ансамбли (например, лесные или степные ландшафты, крупные городские массивы, сплошная облачность, водная поверхность и т. п.), имеющие определенные статистические характеристики. Описано достаточно много гипотетических моделей излучения естественных яркостных фонов [59]. Моделирование фонов осуществляется по пути постепенного усложнения моделей, в зависимости от имеющихся экспериментальных данных. Однако физическая природа

---

* Эргодичность означает одинаковость (в вероятностном смысле) результатов усреднения как по совокупности реализаций, так и по одной реализации достаточно большой протяженности.

естественных фонов сложна и многообразна, поэтому описание различных фонов с помощью единой модели невозможно.

Пространственно-частотные свойства стационарных случайных функций характеризуют так называемым спектром Хинчина — Винера $b_{X-B}(u, v)$, который представляет собой зависимость спектральной плотности дисперсии случайной функции (распределения энергетической яркости) от пространственной частоты *.

Между спектром Хинчина — Винера случайной функции $B(y, z)$ и ее корреляционной функцией K_B существует связь, описываемая преобразованием Фурье:

$$b_{X-B}(u, v) = \int_{-A}^{A}\int_{-C}^{C} K_B(\Delta y, \Delta z)\,\varkappa\,[-2\pi(u\Delta y + v\Delta z)\,d(\Delta y)\,d(\Delta z), \qquad (4.5)$$

где A и C — области, в которых задана случайная функция $B(y, z)$ ($|y| \leqslant A$; $|z| \leqslant C$).

Корреляционная функция случайной функции $B(y, z)$ получается как обратное преобразование Фурье спектра $X - B$:

$$K_B(\Delta y, \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} b_{X-B}(u, v)\,\varkappa\,[(u\Delta y + v\Delta z)\,2\pi]\,du dv.$$

Для стационарных и изотропных случайных функций энергетической яркости корреляционные функции и спектры $X - B$ выражают функциями двух переменных, обладающих круговой симметрией в системах координат $(\Delta y, \Delta z)$ и (u, v), что позволяет представлять графически эти функции в виде их соответствующих одномерных разрезов. Полное двумерное изображение функций получается путем вращения одномерных разрезов относительно вертикальной оси

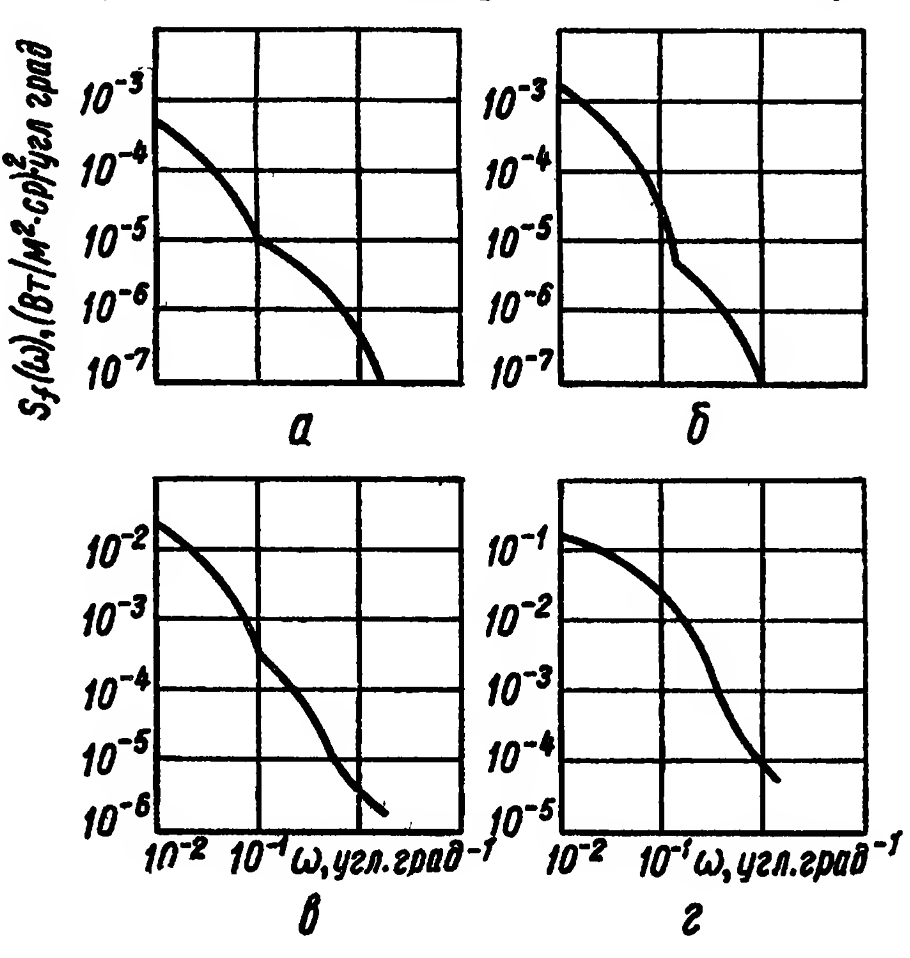


Рис. 4 2. Одномерные разрезы спектральных плотностей мощности излучения участков небосвода в области зенита для различных спектральных диапазонов

Рассмотрим некоторые результаты, полученные в ходе экспериментальных исследований характеристик излучения естественных фонов, проводимых в СССР и за рубежом [18; 19; 59]·

1. Для моря и неба у горизонта усредненные значения одномерных разрезов спектральных плотностей мощности излучения (в дальнейшем будем обозначать их $S_f(\omega)$) имеют одинаковый ход, обратно пропорциональный пространственной частоте ω в степени

* См. прил. 1

1,7. Средние месячные значения имели показатели степени, изменяющиеся от 1 до 3,5. У линии морского горизонта при аппроксимации зависимости $S_f(\omega) = \omega^{-n}$ коэффициент n изменялся от 1,3 в видимой области до 3,2 при $\lambda = 3{,}7$ мкм

2. Кривые $S_f(\omega)$ участков небосвода в области зенита, излучение которых при небольших углах возвышения Солнца (менее 15°) рассматривалось как однородное случайное поле, изображены на рис. 4.2. Спектральные диапазоны 1,8. 2,5 мкм (рис. 4.2, *а*), 3,7 ... 4,1 мкм (рис 4,2, *б*), 4,5 ... 5,1 мкм (рис. 4,2, *в*) и 8,9...9,4 мкм (рис. 4,2, *г*). Соответственно математические ожидания равны 0,03; 0,09, 0,33 и 1,3 Вт/(м² · ср), а среднеквадратичные значения — $2 \cdot 10^{-5}$; $1{,}6 \cdot 10^{-5}$; $4{,}4 \cdot 10^{-4}$; $8{,}1 \cdot 10^{-3}$(Вт/(м² · ср))².

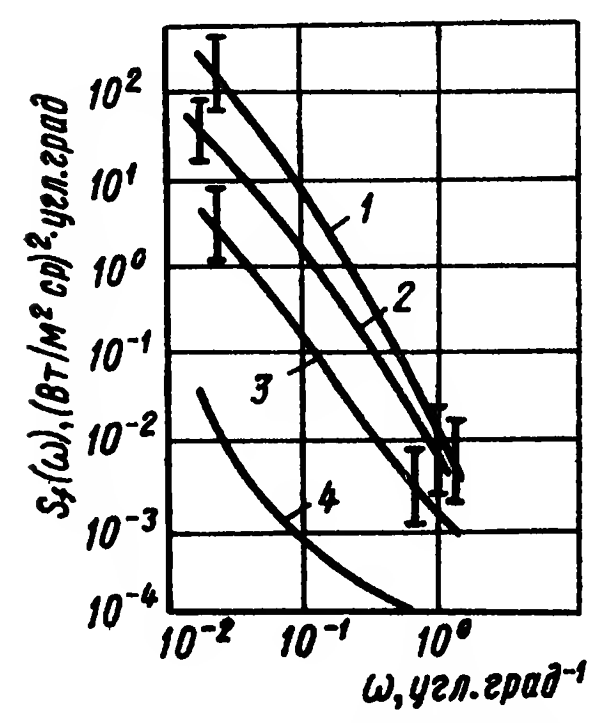


Рис. 4.3 Одномерные разрезы спектральных плотностей мощности излучения кучевых облаков в спектральном диапазоне 8...12 мкм

1 — кучевая облачность, *2* — высококучевая; *3* — перистокучевая; *4* — шум аппаратуры

3. Облачные образования являются интенсивными источниками отраженного излучения. Характер флуктуаций $S_f(\omega)$ облачных образований зависит от их вида, направления визирования, спектральной области и условий облучения светилами.

Коэффициент теплового излучения облаков с увеличением их толщины быстро приближается к единице. Так, при толщине слоистых облаков 140 ..170 м и высококучевых — 360. .480 м коэффициент излучения в диапазоне 8.. 12 мкм равен 0,99. В спектральной области 3,9...5,2 мкм яркость небосвода, затянутого сплошной облачностью с нижней границей от поверхности Земли менее 200 м, равна яркости абсолютно черного тела при температуре облаков В спектральном диапазоне 8.. 12 мкм функция $S_f(\omega)$ кучевых облаков иллюстрируется рис 4 3 и аппроксимируется выражением

$$S_f(\omega) = S_1(\omega_1)/(\omega^{s_0+s_1 \operatorname{tg} \omega}), \tag{4.6}$$

где $S_1(\omega)$ — мощность первой гармоники; $\omega_1 = 0{,}033$ (1/угл · град); s_0 и s_1 — эмпирические постоянные для данного типа облачности, определяемые по табл 4.1

4.1. К выбору усредненных значений постоянных коэффициентов в формуле (4.6)

Тип облачности	Среднее значение яркости, Вт/м² × × ср², (при углах возвышения)	$s_1(\omega)$ (Вт/м² × × ср²) × угл град	s_0	s_1
Кучевая	8—16 (≥15°)	4,47	2,27	+0,16
Высококучевая	6—13 (>20°)	1,07	2,09	+0,10
Перистая	1,5—1,7 (>30°)	0,126	2,24	—0,096
Шум аппаратуры	1,5 10^{-2}	$2 \cdot 10^{-4}$	1,73	—0,28

4. Одномерные спектральные плотности мощности излучения $S_f(\omega)$ неба с частичной облачностью (рис. 4 4, *а*) оказываются приближенно обратно пропорциональными квадрату пространственной частоты во всех окнах прозрачности. Этот вывод получен в результате усреднения большого числа данных.

5 Усредненные значения $S_f(\omega)$ леса и города (рис. 4.4, *б*, *в*) приблизительно обратно пропорциональны квадрату пространственной частоты.

6. Для анизотропного облачного фона спектр Хинчина — Винера имеет вид [4; 18]

$$b(u, v) = 4\pi \Delta y \Delta z D^2 (1 + u^2 (\Delta y)^2 + v^2 (\Delta z)^2)^{-3/2},$$

где Δy и Δz — интервалы корреляции по осям y и z (расстояния, на которых корреляционная функция составляет 37 % от дисперсии яркости фона D^2)

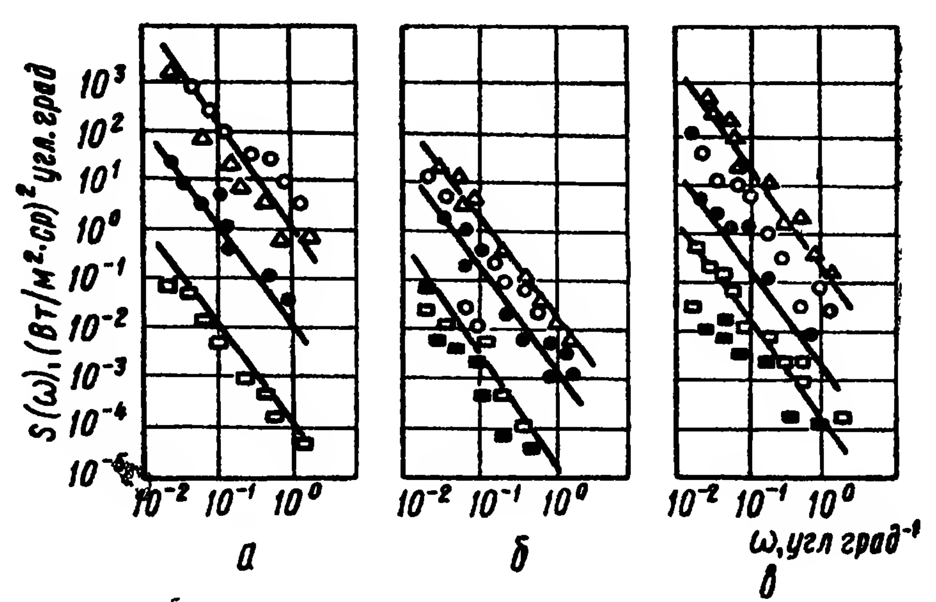


Рис. 4 4. Типичные одномерные разрезы спектральных плотностей мощности излучения неба с частичной облачностью (*а*); леса (*б*) и города (*в*)·

○ — 2,0...3,0 мкм; ● — 3,1...4,0 мкм; □ — 4,6...4,9 мкм; △ — 7,6...14,0 мкм; ■ — 4,6... 4,9 мкм (ночью)

В полярной системе координат

$$b(w, \nu) = 2\pi \Delta\rho^2 D^2 \sin 2\theta \, [1 + w^2 F(\nu)]^{-3/2}, \qquad (4.7)$$

где

$$\Delta y = \Delta\rho \cos\theta; \quad \Delta z = \Delta\rho \sin\theta;$$

$$F(\nu) = 2(\sin^2 \nu \sin^2 \theta + \cos^2 \nu \cos^2 \theta);$$

$\Delta\rho = \sqrt{\Delta z^2 + \Delta y^2}$ — радиус корреляции — величина, аналогичная интервалу корреляции.

Отклонение угла Θ от $\pi/4$ характеризует степень анизотропии фона при постоянной полосе пропускания по модулю вектора пространственных частот w. При $\Delta y = \Delta z = \Delta\rho/2$ (или в полярной системе при $\Theta = \pi/4$) уравнение (4.7) преобразуется к виду

$$b(w) = 2\pi \Delta\rho^2 D^2 (1 + w^2 \Delta\rho^2)^{-3/},$$

что соответствует облачному изотропному фону. Аналогичный вид имеет формула, приведенная в работе [35]:

$$b(w) = 2\pi \Delta\rho^2 D^2 (1 + w^2 \Delta\rho^2)^{-1}.$$

На высоких частотах функция (4.7) асимптотически стремится к квадратичной гиперболе $b \approx 2\pi D^2 w^{-2}$, параметры которой не зависят от радиуса корреляций.

Для оценки помехозащищенности инфракрасных приборов удобно использовать спектр Хинчина — Винера эвристической модели фона [35]

$$b(u, v) = 8D^2 \Delta y \Delta z (1 + 2u^2 \Delta y^2)^{-1} (1 + 2v^2 \Delta z^2)^{-1},$$

которая при $\Delta y \neq \Delta z$ приближенно отображает анизотропию фона, а при $\Delta y = \Delta z = \rho/2$ соответствует квазиизотропному фону.

3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ФИЛЬТРАМИ

Для фокусировки, изменения направления, ограничения и модуляции оптических лучей применяют различные элементы: объективы, сканирующие устройства, диафрагмы, модулирующие диски и др. Сигнал, несущий информацию об объекте или окружающем его фоне, представляется двумерной функцией энергетической яркости, поэтому указанные выше элементы называют пространственными фильтрами

Отличие пространственных фильтров от электрических состоит в том, что аргументом функций, описывающих процессы в электрических цепях, является время, которое в реальных процессах всегда больше нуля, в то время как в пространственных фильтрах аргументами функций являются пространственные координаты, не ограниченные в обе стороны от нуля Кроме того, электрические фильтры характеризуют как амплитудными, так и энергетическими процессами передачи сигнала, причем чаще используют описание процессов с помощью амплитудных параметров. В пространственных фильтрах, работающих с некогерентным излучением, можно регистрировать лишь энергетические параметры сигнала. Сигнал на выходе электрического фильтра запаздывает во времени по отношению к сигналу на входе, в пространственных фильтрах аналогичного запаздывания (в пространстве) не происходит Несмотря на эти различия, при анализе пространственных фильтров используют методы, которые применяют при исследовании электрических фильтров

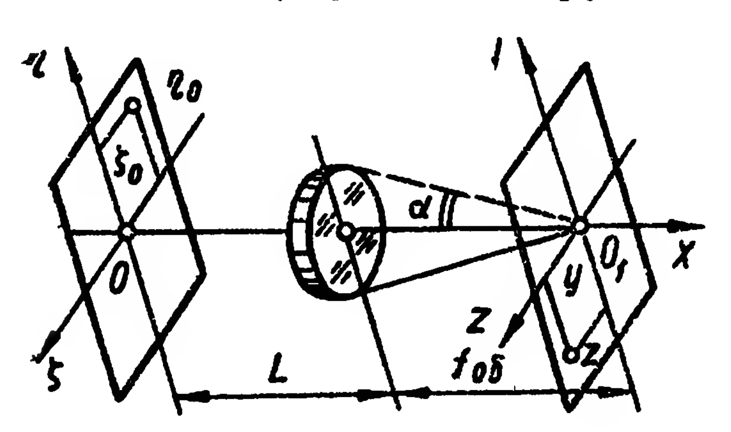


Рис. 4.5. К определению весовой и пространственно-частотной передаточных функций простейшей оптической системы

Важнейшими характеристиками пространственных фильтров являются весовая, переходная и пространственно-частотная передаточные функции. Для определения этих функций рассмотрим простейшую оптическую систему, состоящую из объектива, преобразующего функцию распределения энергетической яркости в плоскости объекта $\eta o \xi$ в функцию распределения энергетической яркости в плоскости изображения $y o_1 z$ (рис. 4 5).

Пусть η_0, ξ_0 и y, z — координаты соответственно некоторой точки объекта и ее идеального изображения. Вследствие многочисленных причин (аберрация, дифракция и т. д.) изображение точки распространяется на некоторую малую область, распределение энергетической освещенности которой можно представить функцией $E_\delta(y, z)$, если рассматриваемая точка объекта находится в начале координат o, и функцией $E_\delta(y - \beta\eta_0), (z - \beta\xi_0)$, если точка объекта не находится в начале координат, причем $\beta = f_{об}/L$.

Функцию $E_\delta(y, z)$, описывающую распределение энергетической освещенности в изображении изолированной точки и представ-

ляющую собой реакцию оптической системы на точечный источник, называют **весовой функцией**. Так как точечный источник имеет конечное значение энергетической яркости, вводят понятие пространственной дельта-функции (функции Дирака):

$$\delta(y - y_0, z - z_0) = \begin{vmatrix} \infty & \text{при } y = 0 \quad \text{и } z = 0; \\ 0 & \text{при } y \neq 0 \text{ или } z \neq 0. \end{vmatrix}$$

Пространственная дельта-функция характеризуется следующими свойствами:

$$\left.\begin{aligned} &\iint\limits_{-\infty}^{\infty} \delta(y - y_0, z - z_0)\, dy dz = 1; \\ &\iint\limits_{-\infty}^{\infty} \delta(y - y_0, z - z_0)\, \Phi(y, z)\, dy dz = \Phi(y_0, z_0), \end{aligned}\right\} \quad (4.8)$$

где $\Phi(y, z)$ — непрерывная ограниченная функция.

Функция $E_\delta(y, z)$ является важной характеристикой оптической системы. Зная, как оптическая система преобразует энергетическую яркость точечного источника, можно определить как она видоизменяет функцию распределения энергетической яркости объекта, так как последний может быть представлен в виде бесконечного числа точечных источников, имеющих энергетическую яркость, равную энергетической яркости соответствующей точки объекта.

Обозначив $\beta\eta_0 = y'$, $\beta\xi_0 = z'$ и представив функцию распределения энергетической яркости объекта в виде $B(\eta_0, \xi_0) = B^*(y', z')$, получим функцию распределения энергетической яркости изображения объекта $E_\delta(y, z)$ в виде суммы энергетических освещенностей изображений, полученных от различных точек объекта:

$$E(y, z) = \iint B^*(y, z)\, E_\delta(y - y', z - z')\, dy' dz'.$$

Прямое преобразование Фурье функции $E_\delta(y, z)$ распределения энергетической освещенности изображения изолированной точки (весовой функции) называют **пространственно-частотной передаточной функцией (ПЧПФ) оптической системы**, т. е.

$$W(i\mu, i\nu) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} E_\delta(y, z)\, E^{-2\pi i(\mu y + \nu z)} dy dz.$$

Пространственно-частотную передаточную функцию, являющуюся аналогом передаточной функции, используемой в теории автоматического управления, можно представить в виде

$$W(i\mu, i\nu) = P(\mu, \nu) + iQ(\mu, \nu)$$

или

$$W(i\mu, i\nu) = W(\mu, \nu)\, e^{-\psi(\mu, \nu)},$$

где $P(\mu, \nu)$, $Q(\mu, \nu)$, $W(\mu, \nu)$, $\psi(\mu, \nu)$ — соответственно вещественная, мнимая, амплитудная и фазовая частотные характеристи-

ки. Между этими характеристиками имеются следующие зависимости:

$$W(\mu, \nu) = \sqrt{[P(\mu, \nu)]^2 + [Q(\mu, \nu)]^2}; \quad \psi(\mu, \nu) = \operatorname{arctg} \frac{Q(\mu, \nu)}{P(\mu, \nu)}.$$

Если весовая функция осесимметрична, то амплитудную частотную характеристику находят с помощью преобразования Ханкеля:

$$W(\omega) = 2\pi \int_0^\infty \rho I_0(\rho\omega)\, \omega\rho d\rho,$$

где $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$; $\omega = 2\pi\sqrt{\mu^2 + \nu^2}$; I_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Функция $W(\omega)$ в этом случае обладает симметрией вращения.

Из математического определения ПЧПФ следует важное положение: если известен комплексный пространственно-частотный спектр сигнала на входе передаточного звена $b_{вх}(i\mu, i\nu)$ и его ПЧПФ $W(i\mu, i\nu)$, то спектр сигнала на выходе звена

$$b_{вых}(i\mu, i\nu) = b_{вх}(i\mu, i\nu)\, W(i\mu, i\nu). \tag{4.9}$$

При последовательном соединении нескольких звеньев сигнал на их выходе

$$b_{вых}(i\mu, i\nu) = b_{вх}(i\mu, i\nu) \sum_{n=1}^{n=m} W_n(i\mu, i\nu), \tag{4.10}$$

где m — количество последовательно соединенных звеньев. Выражение (4.10) следует непосредственно из выражения (4.9), если рассматривать выходной сигнал каждого предыдущего звена как входной сигнал последующего

В большинстве случаев интерес представляют только амплитудные сигналы, выраженные их амплитудными пространственно-частотными спектрами. В этих случаях формула (4.10) принимает вид

$$|b_{вых}(i\mu, i\nu)| = |b_{вх}(i\mu, i\nu)| \prod_{n=1}^{m} W_n(i\mu, i\nu).$$

Пространственно-частотная передаточная функция полностью описывает передаточные свойства отдельных звеньев и всей системы прохождения оптической информации, а также позволяет синтезировать систему При этом стремятся, чтобы кривая ПЧПФ в диапазоне используемых пространственных частот максимально приближалась к единице. Обычно для сравнения двух звеньев выбирают характерные точки на кривой ПЧПФ, соответствующие уровням 0,8; 0,5; $e^{-1} = 0,37$ и т. п Выбор того или иного уровня в качестве критерия оценки звена зависит от его назначения

Найдем выражение ПЧПФ для некоторых элементов оптических систем.

Идеальный безаберрационный объектив Если в объективе отсутствуют дифракционные явления, то он представляет собой усилительное звено, весовая функция которого выражается через прост-

ранственную дельта-функцию следующим образом: $E_\delta (z, y) = k\delta (z, y)$.

В этом случае

$$W(i\mu, i\nu) = k \iint\limits_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i(\mu y+\nu z)} dydz = k.$$

Реальный объектив. Функцию рассеяния света в аберрационном пятне реального объектива аппроксимируют выражением

$$E_\delta (y, z) = \frac{\rho_1^2}{\pi r_1^2} e^{-\rho_1^2(y^2+z^2)/r_1^2},$$

где $\rho_1 = 0{,}4769$ — постоянная величина; r_1 —радиус окружности в пределах которой сосредоточено 50 % энергии оптического сигнала

Очевидно

$$W(i\mu, i\nu) = \frac{\rho_1^2}{\pi r_1^2} \int\limits_0^{\infty} e^{-\rho_1^2 y^2/r_1^2 - i2\pi\mu y} dy \int\limits_0^{\infty} e^{-\rho_1^2 z^2/r_1^2 - i2\pi\nu z} dz.$$

После преобразований получаем окончательный результат [20]:

$$W(i\mu, i\nu) = e^{-\pi^2 r_1^2/[\rho_1^2(\mu^2+\nu^2)]}. \qquad (4.11)$$

Диафрагма с круглым отверстием Полагая $E_\delta (\rho) = 1$ и, воспользовавшись преобразованием Ханкеля, найдем

$$W(\omega) = 2\pi \int\limits_0^R \rho I_0 (\rho\omega) d\rho,$$

где R — радиус отверстия диафрагмы.

Учитывая, что

$$d[(\rho\omega)^n I_n (\rho\omega)] = (\rho\omega)^n I_{n-1} (\rho\omega) d(\rho\omega),$$

получаем

$$W(w) = 2\pi R^2 [I_1 (R\omega)/(R\omega)],$$

где I_1 — функция Бесселя первого порядка

Рассмотрим преобразование пространственным фильтром случайного оптического сигнала Предположим, что на вход реального объектива, ПЧПФ которого выражается зависимостью (4.11), подан случайный сигнал типа «белый шум», имеющий постоянную спектральную плотность $S_f (\mu, \nu) = S_0 = \text{const}$.

Спектральная плотность выходного сигнала

$$S_{\text{вых}} = S_f (\mu, \nu) | \exp [-2\pi^2 r_1^2/\rho_1^2 (\mu^2 + \nu^2)] |.$$

Дисперсия выходного сигнала

$$D_{\text{вых}} = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} S_{\text{вых}} (\mu, \nu) d\mu d\nu = S_0 \iint\limits_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi r_1^2/\rho_1^2(\mu^2+\nu^2)} d\mu d\nu = \frac{S_0 \rho_1}{2\sqrt{2}\pi^3 r_1^2}.$$

Глава 5

ОПТИМАЛЬНАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ В СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМАХ С ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМИ КООРДИНАТОРАМИ

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

С развитием техники все более актуальным становится создание следящих систем, обладающих наилучшими в каком-либо отношении характеристиками, т е. систем, оптимальных по каким-то критериям. В качестве критерия оптимальности можно принять любую характеристику, задаваемую техническими требованиями. При этом система, оптимальная по какому-либо одному критерию, должна удовлетворять всем остальным требованиям.

Теория оптимальных систем предусматривает, в частности, те операции, которые надо производить над входной функцией, чтобы удовлетворить установленному критерию оптимальности. Выделение полезной информации о входных сигналах при наличии помех называется фильтрацией. Задачей фильтрации является получение наиболее правдоподобной оценки полезного сигнала при наличии на входе системы случайных помех. Особенностью следящих систем с ОЭК является использование в них сигналов двух типов: оптических и электрических Поэтому в таких следящих системах используют оптимальную фильтрацию обоих типов сигналов, которая обеспечивает максимум отношения сигнал/шум на выходе ОЭК и минимум ошибки слежения за заданным объектом при известных параметрах системы

2. ОПТИЧЕСКАЯ (СПЕКТРАЛЬНАЯ) ФИЛЬТРАЦИЯ

Если известны спектральные характеристики излучения отслеживаемого объекта и фона, то, применяя соответствующие оптические фильтры, можно поглотить или ослабить излучение фона при одновременном незначительном ослаблении излучения объекта. Этот метод исключения (ослабления) нежелательных составляющих спектра излучения с помощью оптических фильтров, имеющих определенную спектральную характеристику пропускания, называют спектральной фильтрацией. Сущность спектральной фильтрации состоит в выборе такого участка электромагнитного спектра, для которого отношение сигнала от отслеживаемого объекта к сигналу от фона является наибольшим.

При работе ОЭК в дневных условиях в первую очередь должна быть ослаблена отраженная или рассеянная солнечная радиация. Для этого применяют длинноволновые фильтры, пропускающие излучение с длинами волн, большими граничной (рис. 5.1, *а*). Если ОЭК предназначен для работы в ночных условиях, то мешающее излучение обусловлено не солнечной радиацией, а собственным тепловым излучением фона, максимум которого лежит

в более далекой области спектра. В этом случае применяют **коротковолновые фильтры**, пропускающие излучение с длинами волн короче граничной (рис. 5.1, *б*). Возможно применение также **полосовых фильтров** с очень узкой полосой пропускания (рис. 5.1, *в*), особенно в двухканальных системах спектральной фильтрации и в системах, основанных на различиях в тонком спектре излучения объекта и фона. Двухканальные системы построены так, что в одном канале используют сигналы и от объекта, и от фона, а в другом — только от фона. При наличии хорошей коррекции сигналов от фона в двух каналах можно осуществить их вычитание, что позволит увеличить отношение сигнала от объекта к сигналу от фона [42].

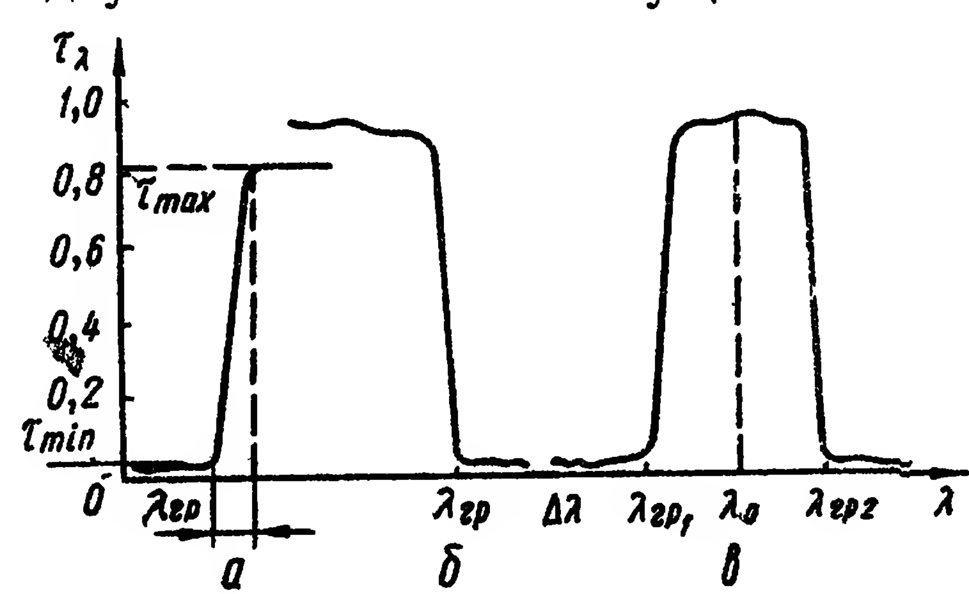


Рис. 5.1. Спектральные характеристики оптических фильтров

Основными требованиями, предъявляемыми к оптическим фильтрам, являются высокая контрастность ($\tau_{max}/\tau_{min} \geqslant 200$), большая граничная крутизна ($\Delta\lambda \leqslant 0,3$ мкм), малые потери, большой коэффициент пропускания потока излучения ($\tau_{max} \geqslant 0,8$) и стабильность спектральной характеристики для заданных условий.

Граничную длину волны фильтра определяют по 50 %-му пропусканию от максимального, соответствующего пропусканию подложки, на которую нанесен фильтр, и принимаемого за 100 %. Полосовые фильтры характеризуют длиной волны λ_0 (рис. 5.1, *в*), расположенной в середине полосы длин волн, окруженной областями, где излучение практически не пропускается.

Для целей оптической фильтрации применяют два типа фильтров: **абсорбционные**, использующие эффект поглощения излучения, и **отражательные** или **интерференционные**, отражающие излучение нежелательных длин волн. Длинноволновые и коротковолновые (отрезающие) фильтры изготовляют с любым значением $\lambda_{гр}$ в диапазоне 1...30 мкм с крутизной до 0,05 $\lambda_{гр}$ и максимальным пропусканием порядка 66 %. Полосовые фильтры для спектральной области 1...13 мкм имеют максимальное пропускание свыше 80 % и полуширину (0,02...0,5) λ_0. (Полуширина полосы — это область длин волн, в которой пропускание превышает 50 % максимального пропускания фильтра).

Конструкции, технология изготовления и параметры различных оптических фильтров в инфракрасной области спектра достаточно подробно описаны в работах [19; 29; 33; 42].

При оценке эффективности оптической (спектральной) фильтрации часто сравнивают спектральные характеристики излучения объекта и фона в относительных единицах, что может привести к неверным выводам. Необходимо сравнивать не просто потоки

излучения, а так называемые приведенные потоки, учитывающие коэффициент пропускания атмосферы $\tau_а$ и оптической системы $\tau_{о.с}$, спектральную характеристику приемника излучения s_λ и фильтра $s_{ф\lambda}$, а также параметры объекта и фона.

Оптимальный спектральный диапазон работы ОЭК определяют по максимуму отношения $k_{об}/k_ф$, где

$$k_{об} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda} s_\lambda \tau_а s_{ф\lambda} \tau_{о.с} d\lambda \Big/ \left(\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda} d\lambda \right);$$

$$k_ф = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{e\lambda} s_\lambda s_{ф\lambda} \tau_а \tau_{о.с} d\lambda \Big/ \left(\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{e\lambda} d\lambda \right);$$

$M_{e\lambda}$ — спектральная плотность энергетической светимости объекта; $L_{e\lambda}$ — спектральная энергетическая яркость фона.

Иногда эффективность спектральной фильтрации оценивают с помощью понятия эффективной спектральной ширины полосы пропускания $\Delta\lambda_{эфф} = \lambda_2^0 \ldots \lambda_1^0$, где

$$\lambda_1^0 = \lambda_{max} - \int_0^{\lambda_{max}} (M_{e\lambda} s_\lambda \tau_а \tau_{о.с} d\lambda / (M_{e\lambda} s_\lambda)_{max});$$

$$\lambda_2^0 = \lambda_{max} + \int_{\lambda_{max}}^{\infty} (M_{e\lambda} s_\lambda \tau_а \tau_{о.с} d\lambda / (M_{e\lambda} s_\lambda)_{max});$$

λ_{max} — длина волны, при которой произведение $M_{e\lambda}\, s_\lambda$ максимально; $(M_{e\lambda} s_\lambda)_{max}$ — максимальное значение произведения функции $M_{e\lambda}$ и s_λ.

Если температура объекта и фона, на котором он наблюдается, близки друг к другу, спектральная фильтрация не дает эффекта. В остальных случаях она является эффективным средством ослабления мешающего излучения фона, поэтому ее применение улучшает технические данные аппаратуры. Следует иметь в виду, что использование спектральной фильтрации приводит к уменьшению величины сигнала на выходе ОЭК, поэтому при работе системы в сложных фоновых условиях она должна иметь запас по дальности действия.

3. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

Сущность пространственной фильтрации состоит в выделении ОЭК сигналов от малоразмерных (точечных) излучателей и протяженных фонов, на котором они находятся. Эта задача решается с помощью модулирующих дисков (модуляторов), выполняющих роль пространственных фильтров. Между пространственными и электрическими фильтрами существуют три отличия. Первое отличие состоит в том, что аргументом функций, описывающих процессы в электрических цепях, является время t, которое в реаль-

ных процессах всегда больше нуля ($0 \leqslant t < \infty$), тогда как для пространственных фильтров аргументами функций являются пространственные координаты, не ограниченные в обе стороны от нуля. Второе различие заключается в том, что электрические фильтры характеризуются как амплитудными, так и энергетическими параметрами передачи сигнала, причем чаще используется описание процессов с помощью амплитудных параметров. В пространственных фильтрах, работающих с некогерентным излучением, можно регистрировать лишь энергетические параметры сигнала.

Наконец третье различие состоит в том, что сигнал на выходе электрического фильтра запаздывает на определенное время по отношению ко входному сигналу, в пространственных фильтрах аналогичного (только в пространстве) запаздывания не происходит. Несмотря на эти различия при анализе пространственных фильтров используют некоторые методы анализа электрических фильтров.

Для решения задач пространственной фильтрации необходимо знать пространственно-частотные передаточные функции (ПЧПФ) модуляторов. При этом последние считают линейными звеньями. Условие линейности предполагает, что реакция данного звена на сумму двух и более двумерных сигналов равна сумме реакций на каждый сигнал в отдельности. Так, если входной сигнал имеет вид

$$F(y, z) = aF_1(y, z) + bF_2(y, z),$$

то выходной сигнал для всех значений a и b, включая нуль,

$$F(\eta, \xi) = a_1F_1(\eta, \xi) + bF_2(\eta, \xi).$$

Пространственно-частотные передаточные функции модуляторов так же, как и любого многомерного фильтра, определяются прямым преобразованием Фурье функции пропускания $\tau(y, z)$. Последняя представляет собой ступенчатую функцию координат:

$$\tau(y, z) = \left| \begin{array}{l} 1 \text{ — для прозрачных элементов растра;} \\ 0 \text{ — для непрозрачных элементов.} \end{array} \right.$$

Очевидно, в декартовой системе координат

$$W(i\mu, i\nu) = \iint_{-\infty}^{\infty} \tau(y, z)\, \varkappa[-2\pi(\mu y + \nu z)]\, dydz \quad (5.1)$$

в полярной системе координат

$$W(i\theta, \psi) = \iint_{-\infty}^{\infty} \tau(\rho, \varphi)\, \varkappa[-2\pi\theta\rho\cos(\varphi - \psi)]\, \rho d\rho d\varphi. \quad (5.2)$$

Во многих случаях решение интегралов (5 1) и (5.2) получаются громоздкими даже при определении одной гармонической составляющей. Кроме этого, такое решение четко выражается через специальные функции (цилиндрические, гамма-функции и др), оперировать которыми при спектральном пространственном анализе неудобно Для растров, имеющих периодическую структуру, т е. при периодическом повторении прозрачных элементов, наиболее

удобным является метод определения ПЧПФ с применением свойств преобразований. В этом случае определяют преобразование Фурье функции пропускания одного элементарного прозрачного элемента, а затем с помощью теоремы смещения и принципа суперпозиции находят ПЧПФ всего растра. Так, если преобразование Фурье функции пропускания $\tau_0(y, z)$ прозрачного элемента, расположенного в начале координат yoz, равна $W_0(i\mu, i\nu)$, а другие прозрачные элементы удалены от «нулевого» элемента соответственно на $n\Delta y$ и $m\Delta z$ ($n = 1, 2, 3, \ldots, N$; $m = 1, 2, 3, \ldots, M$), то преобразование Фурье функции пропускания nm-го элемента

$$W_{nm}(i\mu, i\nu) = W_0(i\mu, i\nu)\, \varkappa\, [2\pi(\mu n\Delta y + \nu m\Delta z)],$$

где μ и ν — пространственные частоты.

Согласно правилу суперпозиции ПЧПФ всего растра определяется по формуле

$$W(i\mu, i\nu) = W_0(i\mu, i\nu) \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} \varkappa\, [2\pi(\mu n\Delta y + \nu m\Delta z)]. \qquad (5.3)$$

Пример 5.1.

Определить ПЧПФ модулятора, растр которого состоит из чередующихся прозрачных и непрозрачных полос, равноотстоящих друг от друга (рис 5 2, *а*).

Функция пропускания растра имеет вид

$$\tau(y, z) = \begin{vmatrix} 1 \text{ при } |y| \leqslant A/2, & |z| \leqslant b/2, \\ 0 \text{ при } |y| \geqslant A/2, & |z| > b/2 \end{vmatrix}$$

Преобразование Фурье функции пропускания осесимметричного прозрачного элемента, расположенного в начале координат yoz, определится как

$$W_0(i\mu, i\nu) = \int_{-\frac{A}{2}}^{A/2} \int_{-\frac{b}{2}}^{b/2} \varkappa\, [-2\pi(\mu y + \nu z)\, dy dz] = Ab \frac{\sin \pi\mu A}{\pi\mu A} \frac{\sin \pi\nu b}{\pi\nu b}. \qquad (5\ 4)$$

Выражение (5 4) представляет собой модуль комплексной передаточной функции данного элемента, каждый последующий прозрачный элемент растра смещен относительно предыдущего по оси oz на расстояние $2b$. На основании формулы (5.3) находим ПЧПФ модулятора в целом

$$W(i\mu, i\nu) = W_0(i\mu, i\nu) \sum_{m=0}^{M-1} \varkappa\, (2\pi\nu m 2b) =$$

$$= W_0(i\mu, i\nu)\, \{1 + \varkappa\, (2\pi\nu 2b) + \varkappa\, (2\pi\nu 4b) + \cdots + \varkappa\, [2\pi\nu(M-1)\, 2b]\},$$

где выражение в фигурных скобках представляет собой геометрическую прогрессию, сумма членов которой

$$\sum = \frac{1 - k\,[2\pi\nu(M-1)\, 2b]}{1 - k\,(2\pi\nu 2b)} = \frac{\sin 2\pi\nu b\,(M-1)}{\sin 2\pi\nu b}\, \varkappa\, [2\pi\nu b\,(M-2)]. \qquad (5\ 5)$$

С учетом соотношений (5.4) и (5 5) находим

$$W(i\mu, i\nu) = Mab \frac{\sin 2\pi\nu Mb}{2\pi\nu Mb} \frac{\sin \pi\mu a}{\pi\mu a} \frac{1}{\pi\nu b}\, \varkappa\, [2\pi\nu b\,(M-2)]. \qquad (5.6)$$

Экспоненциальный множитель указывает на несовпадение начала координат yoz с центром модулирующего диска

Один квадрант модуля ПЧПФ модулирующего растра с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами изображен на рис. 5 2, *б*, в пространст-

венно-частотных координатах максимумы амплитудной пространственно-частотной характеристики модулирующего диска расположены вдоль координат оси 0ν при значениях $\nu = 0$, $\nu = \pm 1/(2b)$ и соответственно равны $|W(i\mu, i\nu)|_{\mu=\nu=0} = MAb$; $|W(i\mu, i\nu)|_{\mu=0, \nu=1/(2b)} = 0{,}6376\ MAb$, что иллюстрируется рис. 5.2.

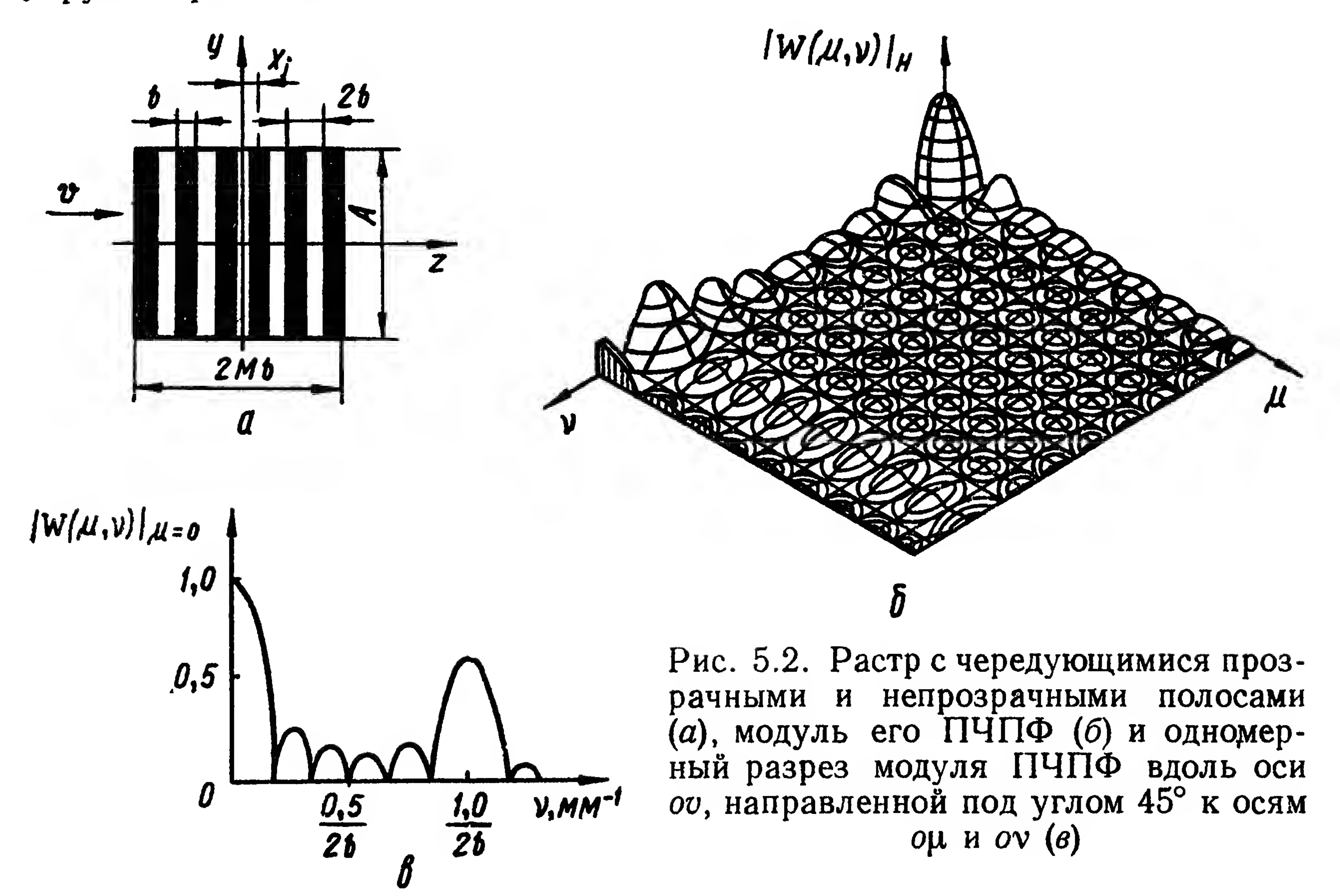


Рис. 5.2. Растр с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами (*а*), модуль его ПЧПФ (*б*) и одномерный разрез модуля ПЧПФ вдоль оси $o\nu$, направленной под углом 45° к осям $o\mu$ и $o\nu$ (*в*)

Максимум в начале пространственно-частотных координат характеризует чувствительность передаточной функции к равномерному распределению потока излучения по всей плоскости растра. Другие максимумы (при $\mu = 0$ и $\nu \pm 1/(2b)$) определяют чувствительность передаточной функции к такому распределению потока, когда край изображения теплового излучения расположен параллельно полосам растра

Для повышения пространственной селекции протяженных фонов с резко выраженными краями необходимо, чтобы передаточная функция модулятора имела максимумы не по частотным осям 0μ или 0ν, а сдвинутые относительно них на какой-то фазовый угол. Такому требованию отвечает растр с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных квадратов, размеры каждого из которых соизмеримы с диаметром пятна рассеяния оптической системы.

Пример 5.2. Определить ПЧПФ модулятора с растром, имеющим шахматное расположение равновеликих прозрачных и непрозрачных элементов (рис 5 3, *а*). Функция пропускания «нулевого» прозрачного элемента

$$\tau(y, z) = \begin{vmatrix} 1 \text{ при } |y| \leqslant a/2, & |z| \leqslant b/2, \\ 0 \text{ при } |y| > a/2, & |z| > b/2 \end{vmatrix}$$

Пространственно-передаточная функция элемента представляет собой двумерное преобразование Фурье

$$W_0(i\mu, i\nu) = \int\limits_{-a/2}^{a/2} \int\limits_{-b/2}^{b/2} \varkappa\,[-2\pi(\mu y + \nu z)\, dy dz] = ab \frac{\sin \pi\mu a}{\pi\mu a} \frac{\sin \pi\mu b}{\pi\mu b}$$

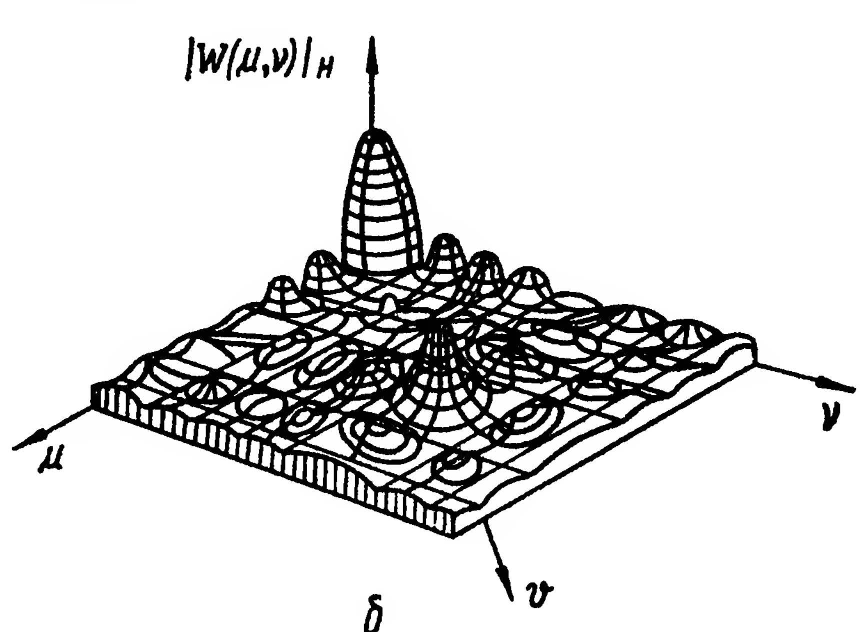
и является модулем ПЧПФ этого элемента.

Прозрачные элементы по оси oz смещены относительно нулевого на расстояния $2mb$, где $m = 0, 1, 2, \ldots, M$. Поэтому на основании теоремы смещения преобразовании Фурье функции пропускания ряда прозрачных элементов с координатами центров $y = 0$, $z = 2mb$ определяется (по аналогии с выражением (5.6)) следующим образом:

$$W_1(i\mu, i\nu) = Mba \frac{\sin 2\pi\nu Mb}{2\pi\nu Mb} \frac{\sin \pi\mu a}{\pi\mu a} \frac{1}{\cos \pi\nu b} \varkappa\,[2\pi\nu b\,(M-1)]$$

Прозрачные элементы второго ряда смещены относительно первого по оси oz на величину b, а по оси oy на величину a. Преобразование Фурье функции пропускания двух рядов модулирующего растра запишется в виде

$$W_2(i\mu, i\nu) = W_1(i\mu, i\nu)\,\{1 + \varkappa\,[2\pi(\mu a + \nu b)]\} =$$
$$= W_1(i\mu, i\nu)\, 2\cos\pi(\mu a + \nu b)\,\varkappa\,[\pi(\mu a + \nu b)] =$$
$$= 2Mba \frac{\sin 2\pi\nu Mb}{2\pi\nu Mb} \frac{\sin \pi\mu a}{\pi\mu a} \frac{\cos\pi(\mu a + \nu b)}{\cos \pi\nu b} \varkappa\,[\pi\mu a + \pi\nu b\,(2M+1)].$$



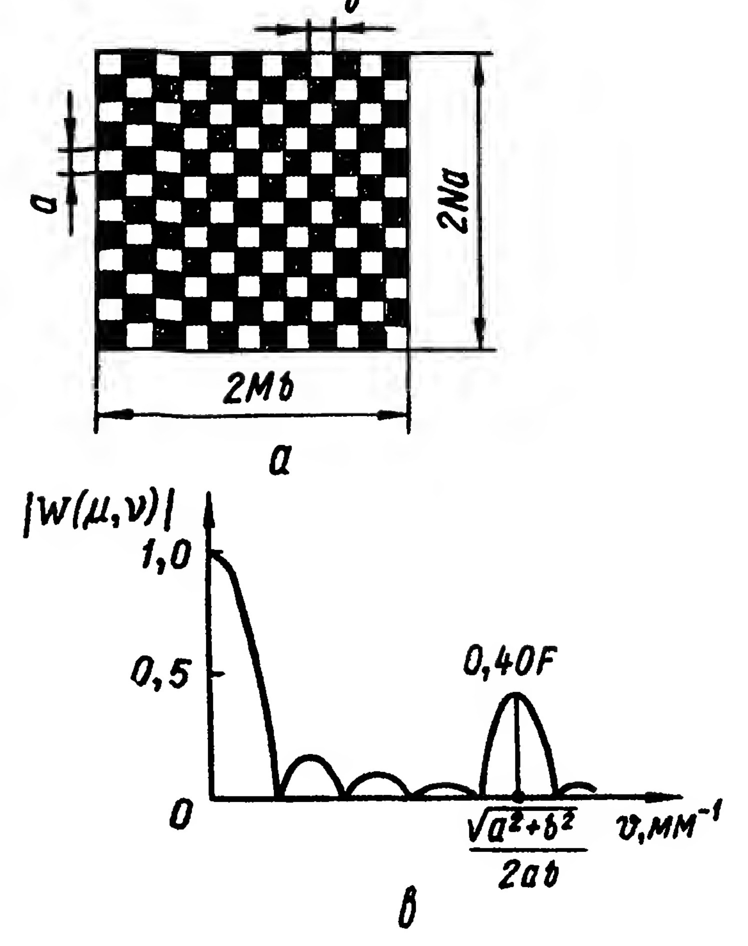


Рис. 5.3. Растр с шахматным расположением прозрачных и непрозразных полос (*а*), модуль его ПЧПФ (*б*) и одномерный разрез модуля ПЧПФ вдоль оси $o\nu$, направленной под углом 45° к осям $o\mu$ и $o\nu$ (*в*)

Первые два ряда прозрачных и непрозрачных элементов модулирующего растра по оси oy повторяются с периодом $2a$. Следовательно, ПЧПФ растра в целом

$$W(i\mu, i\nu) = W_2(i\mu, i\nu)\,\{1 + \varkappa\,(2\pi\mu 2a) +$$
$$+ \varkappa\,(2\pi\mu 4a) + \cdots + \varkappa\,[2\pi\mu\,(N-1)\,2a]\}.$$

После подстановки значения функции $W_2(i\mu, i\nu)$ и несложных преобразований получим окончательный вид ПЧПФ модулятора с растром, имеющим шахматное расположение прозрачных и непрозрачных участков [30]:

$$W(i\mu, i\nu) = 2MNab \frac{\sin 2\pi\mu Na}{2\pi\mu Na} \frac{\sin 2\pi\mu Mb}{2\pi\mu Mb} \times$$
$$\times \frac{\cos\pi(\mu a + \nu b)}{\cos\pi\mu a \cos\pi\nu b} \varkappa\,\{\pi\,[\mu\,(2N+1)\,a + \nu\,(2M+1)\,b]\}.$$

Один квадрант модуля ПЧПФ изображен на рис. 5.3, *б*. Максимумы ПЧПВ соответствуют значениям пространственных частот $\mu = 0$, $\nu = 0$, $\mu = \pm 1/2a$, $\nu = \pm 1/2b$ и имеют величины $2MNab$ и $0{,}405 \cdot 2MNab$. Нормированная амплитудная пространственно-частотная характеристика в разрезе по координатной оси 0ν, расположенной под углом $\alpha = \mathrm{arctg}\,(a/b)$ к оси 0μ, изображена на рис. 5.3, *в*.

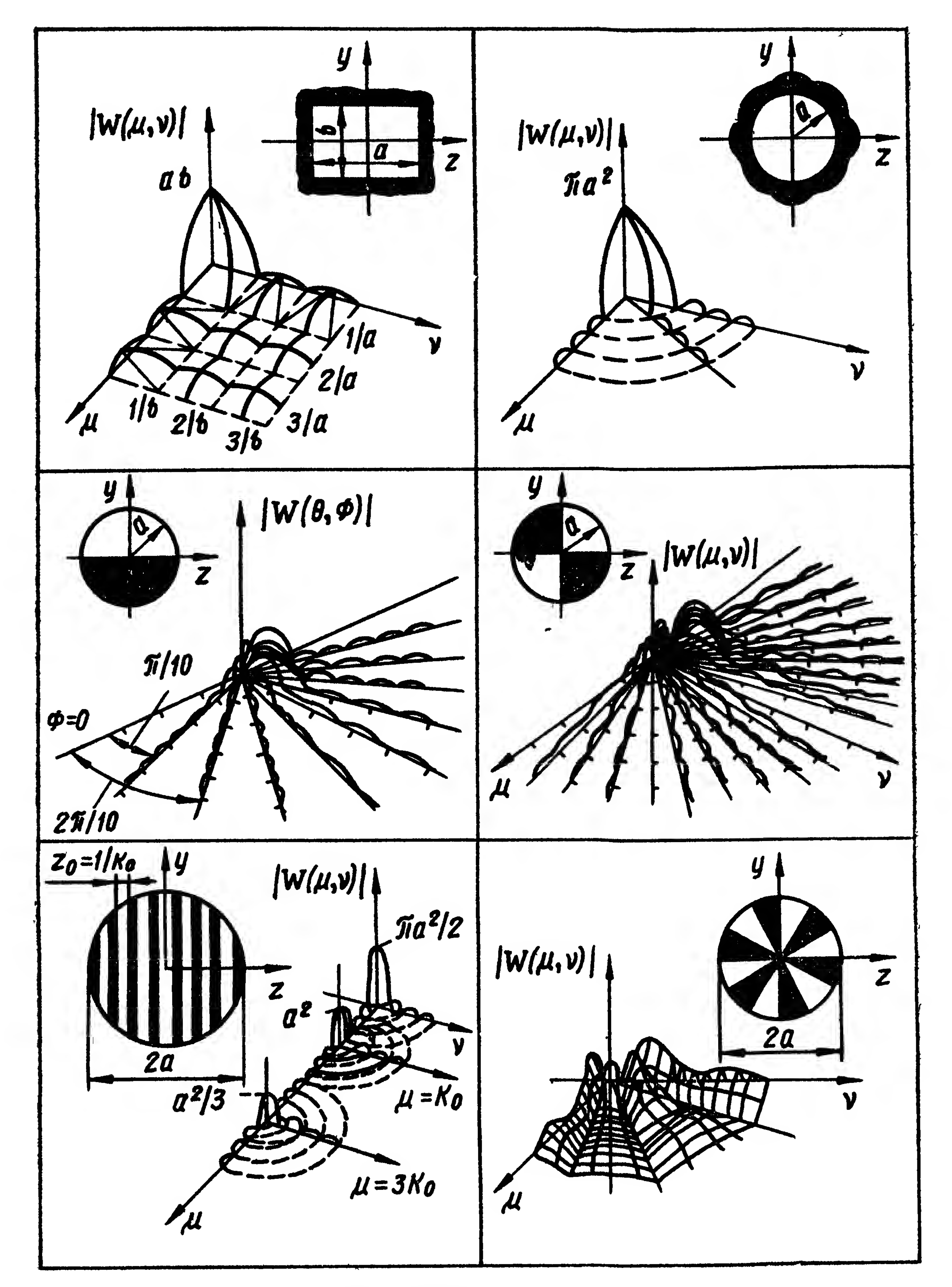


Рис. 5.4. Пространственно-частотные передаточные функции модуляторов с различными типами растров

Как и в предыдущем примере, передаточная функция чувствительна к равномерному распределению потока излучения по всей площади растра. Наличие максимумов при $\mu = \pm 1/2\ a$ и $\nu = \pm\ 1/(2b)$ указывает на хорошую чувствительность передаточной функции к резко выраженным краям фонового образования, расположенным под углом $\alpha = \operatorname{arctg}(a/b)$ к оси плоскости изображения.

Если рассмотренный растр сканирует вдоль осей oy или oz, то попадание потока протяженного фона с ярко выраженными краями, параллельными этим осям, к модуляции этого потока не приводит, в

отличие от растра с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами

Для круговых модуляторов аналитическое представление исходных функций пропускания и их преобразование проводят в полярной системе координат. Так, плоскость изображений имеет координаты ρ и φ, которые связаны с прямоугольными координатами зависимостями $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $\varphi = \operatorname{arctg} z/y$, а преобразование Фурье функции пропускания выражается через θ и ψ, причем $\theta = \sqrt{\mu^2 + \nu^2}$, $\psi = \operatorname{arctg} \nu/\mu$, где θ и ψ — соответственно модуль и фаза вектора пространственной частоты $\overline{\theta}$

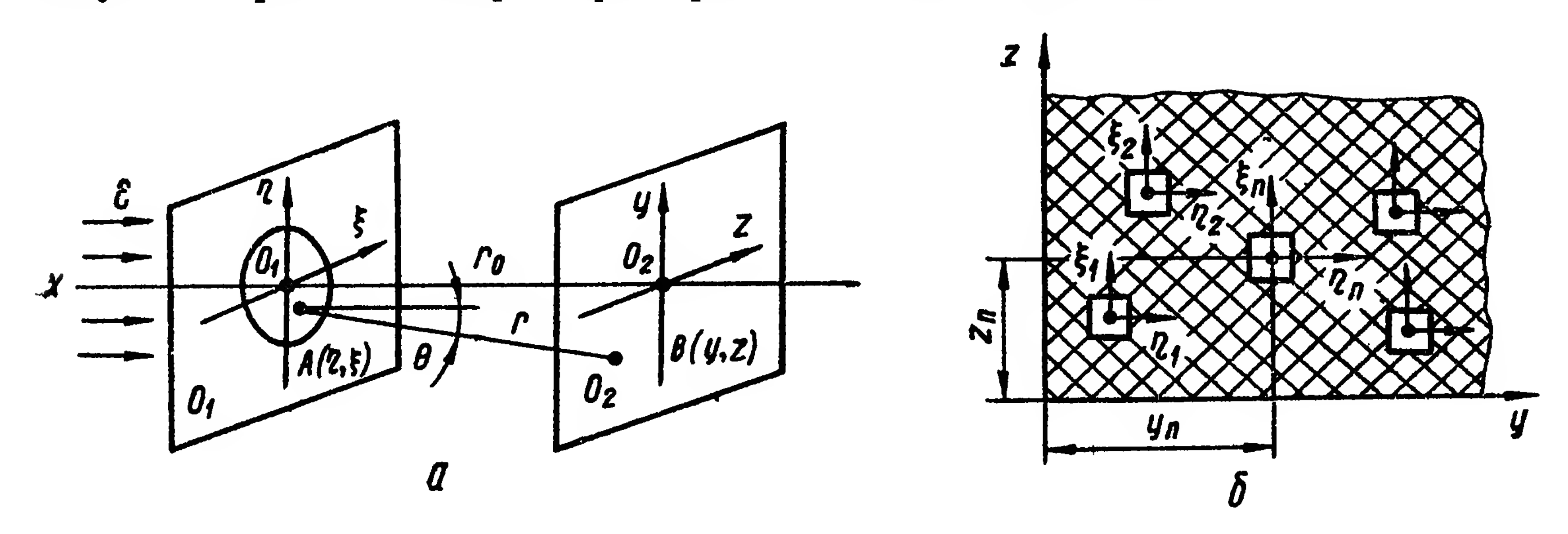


Рис. 5.5. К определению ПЧПФ модулирующих дисков:

а — системы координат в плоскости O_1 модулирующего диска и в плоскости O_2 интерференционной картины; *б* — модулирующий диск с дифрагирующими элементами, одинаково ориентированными в плоскости диска

Пространственно-частотные передаточные функции некоторых типов модуляторов с различными растрами, применяемыми в инфракрасной аппаратуре, изображены на рис. 5.4. ПЧПФ модулирующих дисков можно найти также измерением освещенности в интерференционной картине, возникающей при облучении дисков монохроматическим параллельным пучком лучей от когерентного источника излучения (рис. 5.5, *а*). Действительно модулирующий диск имеет сложную структуру расположения прозрачных и непрозрачных элементов. При облучении диска когерентным источником излучения каждый прозрачный элемент можно представить отдельным когерентным источником. Предположим, что модулирующий диск имеет на своей поверхности N прозрачных дифрагирующих элементов, одинаково ориентированных в плоскости диска (рис. 5 5, *б*), Координаты некоторой дифрагирующей точки n-го прозрачного элемента определяются как $y = y_n + \eta$; $z = z_n + \zeta$ Комплексная амплитуда световой волны в дифракционной картине от n-го прозрачного элемента

$$\varepsilon_n (i\mu, i\nu) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} \varkappa \{-2\pi [\mu (y_n + \eta) + \nu (z_n + \zeta)]\} \, d\eta d\zeta$$

Если множители, содержащие величины y_n и z_n, вынести за знак интеграла, то комплексная амплитуда световой волны в результате интерференции будет равна сумме комплексных амплитуд, получающихся при дифракции от каждого из N элементов модули-

рующего диска:

$$\varepsilon(i\mu, i\nu) = \sum_{n=1}^{N} \varkappa[-2\pi(\mu y_n + \nu z_n)] \iint_{-\infty}^{\infty} \varkappa[-2\pi(\mu\eta + \nu\zeta)]\, d\eta d\zeta.$$

Таким образом, распределение комплексной амплитуды световой волны представляется в виде произведения двух множителей:

$$\varepsilon(i\mu, i\nu) = \varepsilon_n(i\mu, i\nu) F(i\mu, i\nu),$$

из которых первый зависит только от формы и размеров n-го прозрачного элемента, а второй характеризует взаимное расположение прозрачных элементов модулирующего диска, т е отражает правила смещения и суперпозиции.

Измерив освещенность в интерферационной картине, можно экспериментально получить ПЧПФ модулирующих дисков при облучении их монохроматическим параллельным пучком лучей от когерентного источника излучения. Схема установки для определения ПЧПФ модулирующих дисков изображена на рис 5 6 В качестве источника излучения используется лазер непрерывного действия со стабильным во времени потоком излучения, высокой степенью когерентности и монохроматичности. Чувствительный элемент ПИ располагается в плоскости интерференционной картины и его площадь выбираем минимально возможной, применяя соответствующую диафрагму ПИ помещают на каретке с двумя степенями свободы так, чтобы его можно было передвигать в плоскости интерференционной картины. Расстояние r_0 от модулирующего диска до интерференционной картины должно быть максимально возможным, масштаб m пространственной частоты определяется по соотношению $m = 1/(\lambda r_0)$, где λ — длина волны излучения лазера. Так как с помощью ПИ измеряется интенсивность светового поля в координатах y, z (рис. 5 5, *а*), то для получения функции, зависящей от аргументов μ, ν, необходимо координаты плоскости O_2 умножить на масштабный коэффициент. $\mu = my$; $\nu = mz$.

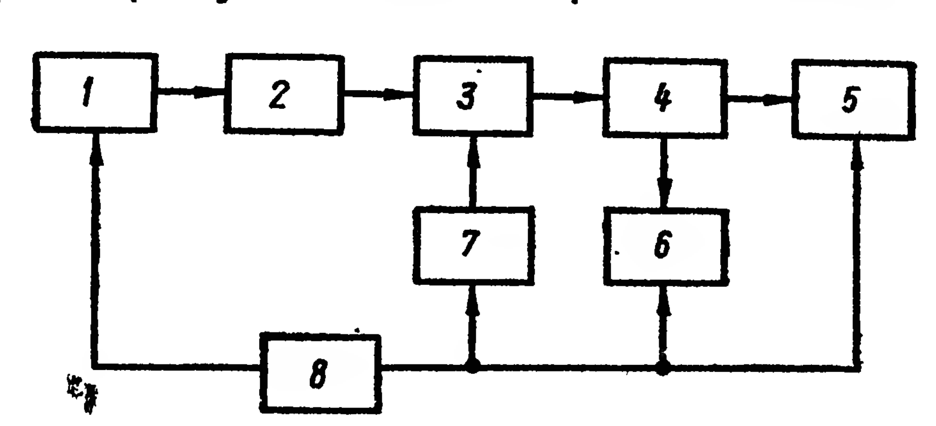


Рис. 5.6. Структурная схема экспериментальной установки для определения ПЧПФ модулирующих дисков

1 — источник излучения (лазер); 2 — модулирующий диск; 3 — ПИ; 4 — усилитель, 5 — измерительный прибор; 6 — осциллограф; 7 — сканирующий механизм; 8 — блок питания управления

При обработке экспериментальных данных целесообразно оперировать нормированной ПЧПФ модулирующего диска, определяемой по выражению

$$|W(\mu, \nu)|_{н} = [E(\mu, \nu)/E_{max}]^{1/2},$$

где $E(\mu, \nu)$ — измеренное значение функции интенсивности светового поля в дифракционной картине; E_{max} — максимальное значение интенсивности светового поля при данном опыте *.

* Как известно, фотоэлектрические приборы измеряют квадратичные значения модуля амплитуды световой волны, т. е $E(\mu, \nu) = |\varepsilon(i\mu, i\nu)|^2$.

Степень согласования экспериментальных и теоретических данных иллюстрируется рис. 5.7, где показаны одномерные нормированные разрезы модуля ПЧПФ двух модулирующих дисков: одного с круглым отверстием, другого — с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных элементов.

Пространственно-частотные передаточные функции модулирующих дисков позволяют выяснить их способность к пространственной фильтрации. Качество фильтрации характеризуют отношением сигнал/шум мощности сигнала от теплоизлучающего объекта к среднеквадратичному сигналу от помехи.

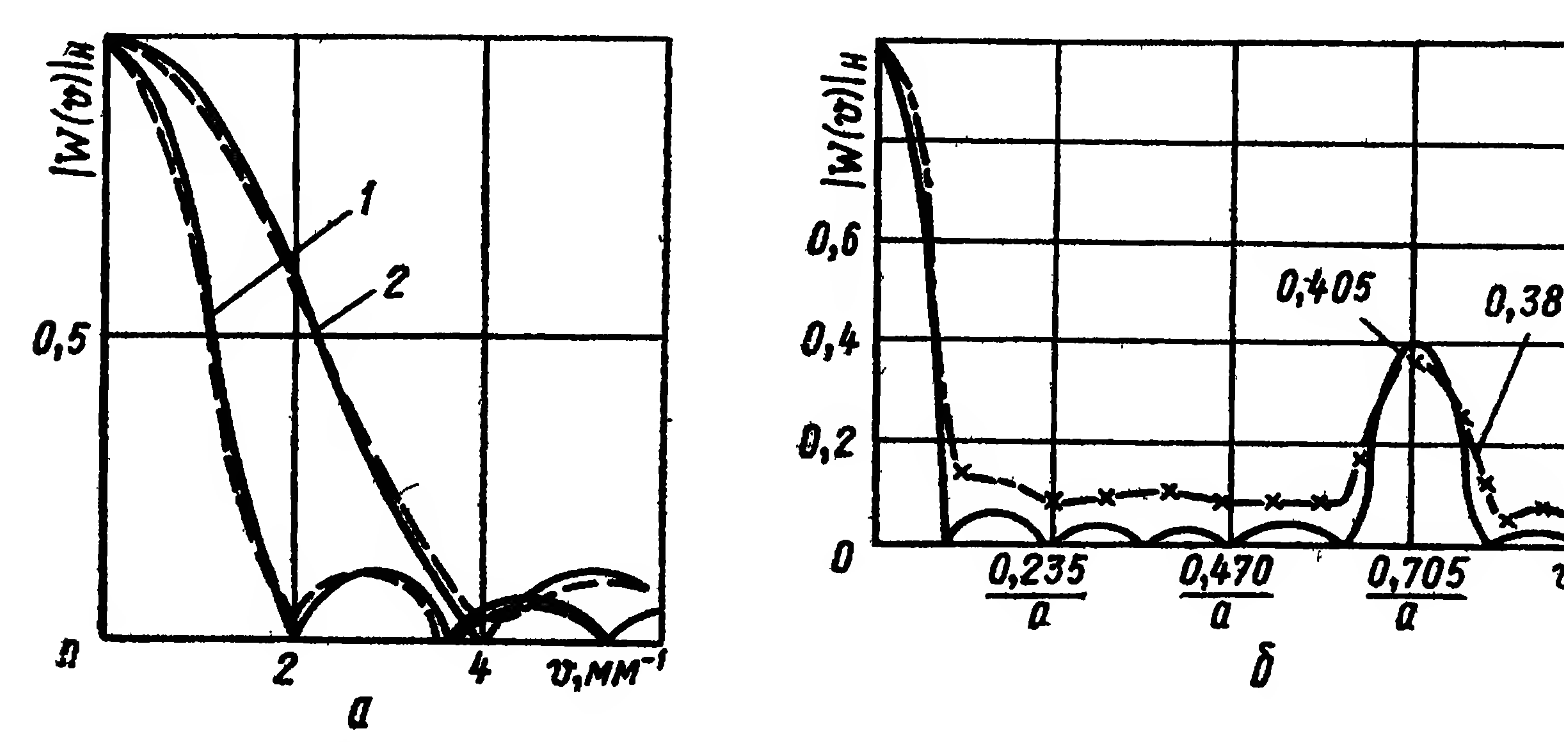


Рис. 5.7. Одномерные нормированные разрезы модулей ПЧПФ дисков с круглыми отверстиями (*а*) и с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных элементов (*б*)·

1 — диаметр отверстия 0,3 мм; 2 — 0,6 мм; ——— — теоретически полученные кривые, — — — — — — экспериментальные кривые

Пусть в плоскости модулирующего диска заданы в виде пространственных функций энергетической освещенности полезный сигнал $E_с(\eta, \zeta)$ и сигнал фоновых или других помех $E_п(\eta, \zeta)$, которые в общем случае являются случайными функциями координат. Предположим, что эти функции описывают стационарные эргодические изотропные процессы, не коррелированные между собой. Тогда суммарное распределение энергетической освещенности в плоскости модулирующего диска, определяющее полный входной сигнал.

$$E_о(\eta, \zeta) = E_с(\eta, \zeta) + E_п(\eta, \zeta).$$

Мощность сигнала от объекта и среднеквадратичное значение мощности сигнала помехи определяется соответственно выражениями

$$\left| E_{с\,вых}(\eta, \zeta) \right|^2 = \left| \iint\limits_{-\infty}^{\infty} S_о(\mu, \nu)\, W(i\mu, i\nu)\, \varkappa\, [2\pi(\mu\eta + \nu\zeta)]\, d\mu d\eta \right|^2;$$

$$P_п(\eta, \zeta) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} S_п(\mu, \nu)\, |W(i\mu, i\nu)|^2\, d\mu d\nu,$$

где $S_о$ и $S_п$ — спектральные плотности сигнала от объекта $E_с(\mu, \nu)$ и сигнала помехи $E_п(\mu, \nu)$ в плоскости модулирующего диска.

Отношения сигнал/шум в декартовой и полярной системах координат соответственно

$$\chi^2(\eta, \zeta) = \frac{[E_{\text{с вых}}(\eta, \zeta)]^2}{P_{\text{п}}(\eta, \zeta)} = \frac{\left|\iint\limits_{-\infty}^{\infty} S_{\text{c}}(\mu, \nu)\, W(i\mu, i\eta)\, \varkappa\, [2\pi(\mu\eta + \nu\zeta)]\, d\mu d\nu\right|^2}{\iint\limits_{-\infty}^{\infty} S_{\text{п}}(\mu, \nu)\, |W(i\mu, i\nu)|^2\, d\mu d\nu},$$

$$\chi^2(\eta, \zeta) = \frac{\left|\int\limits_0^R \theta d\theta \int\limits_0^{2\pi} S_{\text{c}}(\theta)\, W(i\theta + \psi)\, \varkappa\, [2\pi\theta r \cos(\varphi - \psi)]\, d\psi\right|^2}{\int\limits_0^R S_n(\theta)\, \theta d\theta \int\limits_0^{2\pi} |W(i\theta, \psi)|^2\, d\psi}.$$

Сравнение фильтрующих свойств различных модулирующих дисков на основании критерия сигнал/шум позволяют получить приемлемые для практики качественные характеристики пространственной фильтрации.

Определим отношение сигнал/шум для двух модулирующих дисков с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами (см. рис. 5.2, *а*) и с шахматным расположение прозрачных и непрозрачных равновеликих участков (см. рис. 5.3, *а*). Для этого упростим последнее выражение, применив к числителю неравенство Буняковского — Шварца

$$\chi^2(\eta, \zeta) \leqslant \frac{\left|\iint\limits_{-\infty}^{\infty} S_{\text{c}}(\mu, \nu)\, d\mu d\nu\right|^2 \left|\iint\limits_{-\infty}^{\infty} W(i\mu, i\nu)\, d\mu d\nu\right|^2}{\int\limits_{-\infty}^{\infty} S_n(\mu, \nu)\, |W(i\mu, i\nu)|^2\, d\mu d\nu},$$

и все функции определим при значениях пространственных частот μ_0, ν_0, соответствующих положению основного максимума ПЧПФ. Тогда приближенное выражение сигнал/шум преобразуется к виду

$$\chi(\eta, \zeta) < S_{\text{c}}(\mu_0, \nu_0)/[S_{\text{п}}(\mu_0, \nu_0)]^{1/2}. \tag{5.7}$$

В формуле (5.7) как бы не учитываются характеристики диска, так как его передаточная функция отсутствует. Однако это не означает, что структура растра не влияет на отношение сигнал/шум. Действительно, основные максимумы передаточных функций растров располагаются на вполне определенных пространственных частотах, значения которых отражают расположение, размеры и форму прозрачных и непрозрачных элементов данного модулирующего диска. Этими же факторами определяется и количество основных максимумов.

Для упрощения решения задачи сделаем допущение, что фон является изотропным и его энергетический спектр описывается выражением

$$S_{\text{п}}(\mu, \nu) = S_{\text{п0}}/(a\mu^2 + b\nu^2 + \alpha^2)^{\beta},$$

где a и b — величины, характеризующие анизотропию фона; β — величина, определяющая скорость уменьшения спектра с увеличе-

нием пространственной частоты; $S_{п0} = S_п(0, 0)$. При допущении изотропности фона предполагается что его статистические свойства неизменны по всем направлениям. Это оправдывается тем, что при работе вдали от горизонта и Солнца отсутствуют какие-либо факторы, вызывающие изменение вероятностных характеристик яркостного поля фона в любом направлении.

Предположим далее, что теплоизлучающий объект является точечным и пространственно-частотный спектр его изображения при фиксированной длине волны λ_0 определяется формулой [40]

$$S_о(\mu, \nu) = \frac{2E_0\sigma}{\lambda_0}\frac{I_1(2\pi r\sqrt{\mu^2+\nu^2})}{2\pi r\sqrt{\mu^2+\nu^2}},$$

где r — радиус дифракционного пятна; $\sigma = \pi r^2$; E_0 — амплитуда энергетической освещенности объектива, создающего изображение объекта

Считая ширину a прозрачной полосы первого модулирующего диска (с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами) равной стороне квадрата второго диска (с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных участков), а радиус дифракционного пятна $r = a/2$, имеем:
для первого диска

$$\chi_1 = \frac{|AI_1(2\pi\mu_{10}r)/(2\pi\mu_{10}r)|}{\sqrt{S_п(\mu_{10})}}(\mu_{10}^2+\alpha^2)^{\beta/2};$$

для второго диска

$$\chi_2 = \frac{\left|AI_1\left(2\pi r\sqrt{\mu_{20}^2+\nu_{20}^2}\right)/\left(2\pi r\sqrt{\mu_{20}^2+\nu_{20}^2}\right)\right|}{\sqrt{S_п(\mu_{20}+\nu_{20})}}(\mu_{20}^2+\nu_{20}^2+\alpha^2)^{\beta/2},$$

где $A = 2\pi r^2 E_0'/\lambda_0$; $\mu_{10} = \mu_{20} = \mu_0 = {}^1/_2 a$.

Если предположить, что $S_п(\mu_{10}) = S_п(\mu_{20}, \nu_{20})$, т. е. что амплитудные значения спектра фона на данных частотах равны, то оценку эффективности фильтрующих свойств модулирующих дисков можно определить отношением

$$\varepsilon = \frac{\chi_2}{\chi_1} = \frac{I_1(2\sqrt{2}\pi\mu_0 r)}{\sqrt{2}I_1(2\pi\mu_0 r)}\left(\frac{2\mu_0^2+\alpha^2}{\mu_0^2+\alpha^2}\right)^{\beta/2}.$$

При $\beta = 3/2$, $\alpha \ll \mu$ и $2r = a$ это решение равно 1,163, т. е. второй модулирующий диск обеспечивает превышение полезного сигнала над фоновым примерно на 16 % больше, чем первый модулирующий диск.

При анизотропном распределении облученности в изображении фонового процесса в плоскости модулирующего диска пространственно-частотный спектр фона записывают в виде

$$S_п(\mu, \nu) = S_{п0}/(a\mu^2 + b\nu^2 + \alpha^2)^\beta. \tag{5.8}$$

Рассмотрим влияние анизотропности фона на оценку эффективности двух рассмотренных модулирующих дисков. Предположим,

что в формуле (5.8) $a = 1$, $b \to 0$, т. е. фоновый процесс представляет край освещенного солнцем облака или линию горизонта, перпендикулярные прозрачным полосам первого модулирующего диска. В этом случае

$$\varepsilon = \chi_2/\chi_1 = I_1(2\sqrt{2}\pi\mu_0 r)/[\sqrt{2}\, I_1(2\pi\mu_0 r)] = \text{const},$$

т. е. для конкретного значения радиусов изображения теплоизлучающего объекта величина ε постоянна.

Если край облака или линия горизонта параллельны прозрачным полосам первого модулирующего диска, т. е. $b = 1$, $a \to 0$, то

$$\varepsilon = \frac{\chi_2}{\chi_1} = \frac{I_1(2\sqrt{2}\pi\mu_0 r)}{\sqrt{2}\, I_1(2\pi\mu_0 r)} \left(\frac{\mu_0 + \alpha^2}{\alpha^2}\right)^{\beta/2}.$$

При условии $a \ll \mu$ величина $\varepsilon \to \infty$, так как χ_1 устремляется к нулю. Полученные результаты вполне согласуются с физикой процесса модуляции потока излучающих объектов. В случае когда $a = 1$ и $b \to 0$, модуляция фона не наблюдается и величины χ_1 и χ_2 остаются постоянными, зависящими только от амплитуд потоков излучения объекта и фона. При $a \to 0$ и $b = 1$ глубина модуляции потоков излучения объекта и фона первым модулирующим диском одинакова, так как размеры изображений объекта и фона соизмеримы.

4. ЭЛЕКТРОННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

Кроме спектральной и пространственной фильтрации в ОЭК применяют электронную фильтрацию, назначение которой заключается в максимизации отношения сигнала к шуму. Если предположить, что фильтр является линейным стационарным звеном с передаточной функцией $W(p)$ и на его вход подан шум со спектральной плотностью $S_{f_{вх}}(\omega)$, то на выходе фильтра спектральная плотность шума определяется как $S_{f_{вых}}(\omega) = S_{f_{вх}}(\omega)\,|W(i\omega)|^2$. При интегрировании спектральной плотности $S_{f_{вых}}(\omega)$ по всем частотам получаем среднее значение квадрата шума на выходе электронного фильтра, т. е.

$$\overline{U}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{f_{вх}}(\omega)\,|W(i\omega)|^2\, d\omega.$$

Если на вход фильтра подан известный сигнал $U(t)$, то на выходе фильтра напряжение сигнала

$$U_c = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(i\omega)\, W(i\omega)\, e^{i\omega t} d\omega,$$

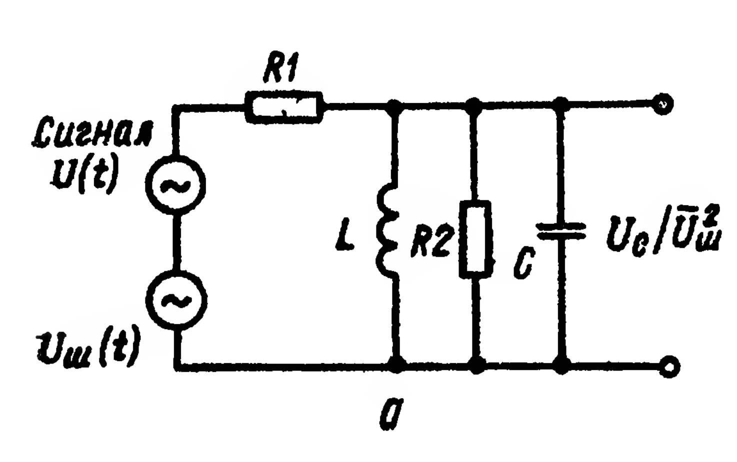
где $U(i\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t)\, e^{-i\omega t} dt$

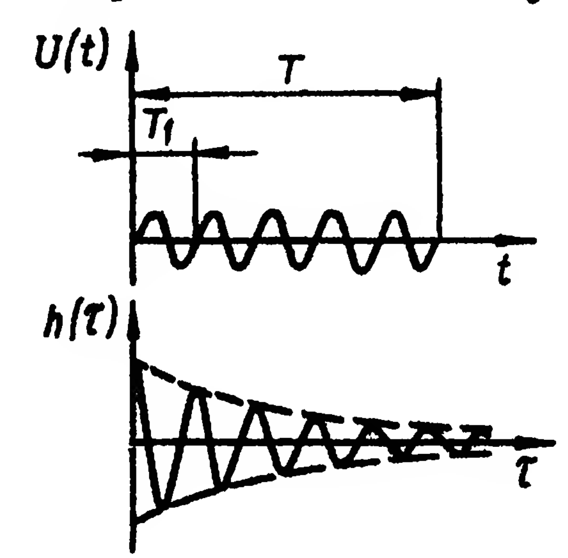
— преобразование Фурье функции $U(t)$.

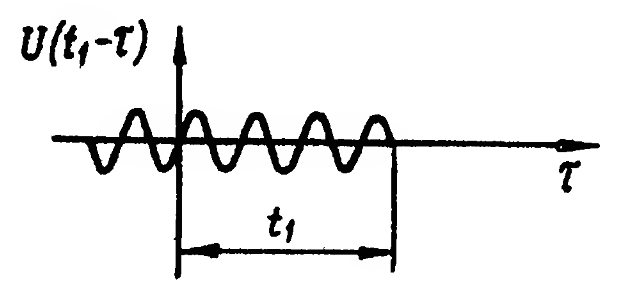
Отношение квадрата напряжения сигнала на выходе фильтра к среднему значению квадрата шума

$$\chi^2 = \left[\int_{-\infty}^{\infty} U(i\omega)\, W(i\omega)\, e^{i\omega t} d\omega\right]^2 \Big/ \left(\int_{-\infty}^{\infty} |W(i\omega)|^2 S_{f_{вх}}(\omega)\, d\omega\right)$$

Важным вопросом является выбор вида функции $W(i\omega)$, при котором величина χ максимальна. Решение такой задачи в общем виде возможно, однако фильтры, определяемые получающимися







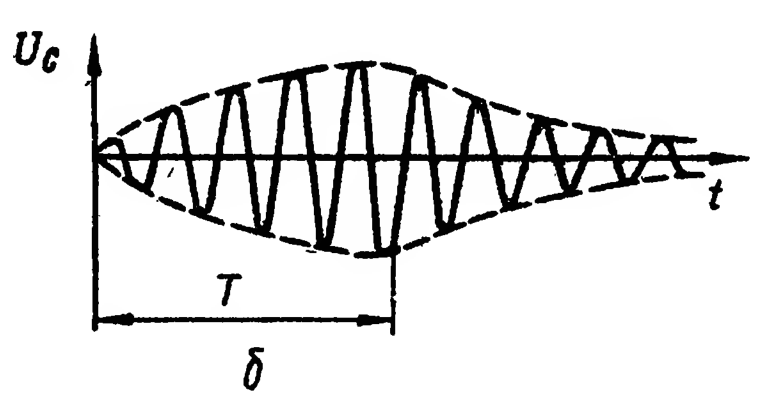


Рис. 5.8. Схема электронного фильтра (*а*) и графики его работы (*б*)

уравнениями, на практике воспроизвести трудно, а если это и удается сделать, то они получаются слишком сложными.

Часто применяют фильтр в виде параллельно соединенных индуктивности L, омического резистора R и конденсатора C (рис. 5.8, *а*). Так как сигнал на входе фильтра многих типов ОЭК хорошо аппроксимируется пачками импульсов синусоидальной формы, фильтр настраивают на частоту этих импульсов, а добротность контура Q принимают равной $1/T$, где T — продолжительность пачки. Ниже рассмотрены свойства такого фильтра [19].

Передаточная функция фильтра

$$W(i\omega) = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{1}{1 + iQ(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)},$$

где

$$\omega_0^2 = 1/LC; \quad Q = \frac{R_1 R_2}{(R_1 + R_2)\,\omega_0 L} = \frac{R_1 R_2 \omega_0 C}{R_1 + R_2}.$$

Переходная функция $h(t)$, вызванная входным импульсом единичной интенсивности, определяется как обратное преобразование функции $W(i\omega)$ и согласно таблицам преобразований Лапласа

$$h(t) = \frac{\exp(-\omega_0 t/(2Q))}{R_1 C\,(1 - 0{,}25Q^2)^{1/2}} \sin[\omega_0 t\,(1 - 0{,}25Q^2)^{1/2} + \varphi, \qquad (5.9)$$

где

$$\varphi = \operatorname{arctg}(1 - 1/(4Q^2))^{1/2}/(-1).$$

Уравнение (5.9) описывает пачку синусоидальных импульсов, похожую на входной сигнал, с той разницей, что вместо постоянной амплитуды в промежутке времени T, спадающей до нуля за пределами этого промежутка, переходная функция $h(t)$ экспоненциально затухает с постоянной времени $2Q/(\omega_0 t)$. Кроме того, она имеет фазовый сдвиг $\operatorname{arctg}[-(4Q^2-1)^{1/2}$, который заключен между π и $\pi/2$ и приближается к $\pi/2$, когда Q увеличивается [19].

Для получения уравнения сигнала на выходе фильтра представим входной сигнал как разность двух бесконечно длинных пачек синусоидальных импульсов, сдвинутых относительно друг друга на промежуток времени T:

$$U(t) = \begin{vmatrix} 0 \text{ при } t < 0; \\ u \sin \omega_1 t \text{ при } 0 < t < T = nT_1; \\ u \sin \omega_1 t - u \sin \omega_1 (t - T) \text{ при } T < t. \end{vmatrix}$$

Тогда, предполагая, что фильтр настроен на частоту ω_1, находим

$$U_c = \int_0^t \frac{ue^{-\omega_0\tau/4Q}}{R_1C\left(1 - \frac{1}{4Q^2}\right)} \sin(\omega_1 t + \varphi) U(t - \tau)\, dt, \tag{5.10}$$

где φ — фазовый сдвиг.

На рис. 5.8, *б* показаны графики входного сигнала $U(t)$, переходной функции фильтра $h(\tau)$, сигнала $U(t_1 - \tau)$ и функции U_c, определяемой уравнением (5.10). В интервале от $t = 0$ до $t = T$ амплитуда U_c увеличивается по закону $1 - \exp(\omega_0 t/(2Q))$. После $t = T$ U_c затухает по экспоненте $\exp(\omega_0 t/(2Q))$. Максимальное значение U_c можно найти по формуле $U_c = \frac{R_2}{R_1 + R_2} UM$, где M определяется в зависимости от добротности контура Q и числа n импульсов в пачке по рис. 5.9.

Для нахождения среднеквадратичного напряжения шума на выходе фильтра, обусловленного спектральной плотностью мощности шума $S_{вх}(\omega)$ на выходе фильтра, предположим, что $S_f(\omega) = N_0^2 = \text{const}$ (сигнал типа «белый шум») *. Тогда

$$U_ш^2 = \frac{N_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2}\right)^2 \frac{d\omega}{1 + Q^2(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)^2}$$

$$\chi = \frac{U_c}{\sqrt{\overline{U}_ш^2}} = 2\frac{UM_1}{N_0}\left(\frac{Q}{\omega_0}\right)^{1/2}.$$

Расчеты показывают, что простой фильтр, состоящий из индуктивности, резистора и емкости, соединенных параллельно, обеспечивают до 90 % значения оптимального отношения сигнала к шуму, получающегося с идеальным фильтром.

---

* См. прил. 1.

Рассмотрим вариант, когда входной сигнал имеет прямоугольную форму. В этом случае большое значение имеет оптимальная полоса пропускания электронного фильтра. Скорость реакции фильтра на импульс прямоугольной формы обратно пропорциональна полосе пропускания, а пиковая мощность выходного сигнала пропорциональна квадрату полосы пропускания. Поэтому если полосу пропускания увеличить, то время реакции уменьшится, а мощность выходного сигнала быстро достигнет постоянной величины. Но следует иметь в виду, что мощность шума на выходе фильтра увеличивается линейно с полосой пропускания. Очевидно существует оптимальная полоса пропускания, при которой отношение сигнала к шуму максимально.

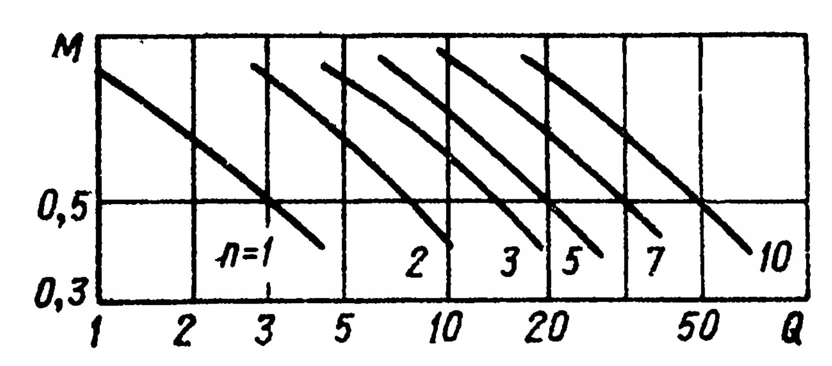


Рис. 5.9. Графики зависимости коэффициента M (в формуле, определяющей амплитуду выходного сигнала электронного фильтра) от добротности фильтра Q при различном числе импульсов n в пачке

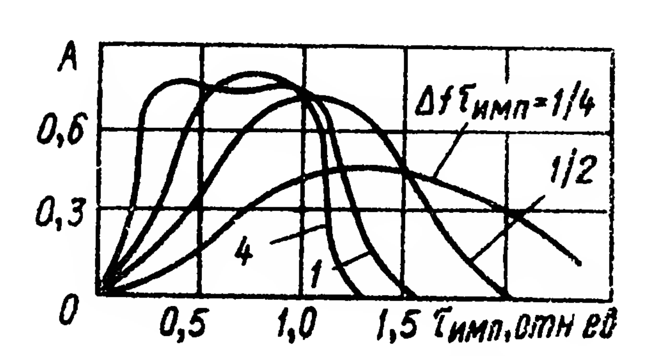


Рис. 5.10. Форма прямоугольных импульсов после прохождения через фильтр с различной полосой пропускания Δf

Установлено [19; 62; 65], что для входного сигнала прямоугольной формы максимум отношения сигнала к шуму получается при условии $\Delta f \tau_{имп} \approx 0{,}5$, где Δf полоса пропускания фильтра на уровне 3 дБ, $\tau_{имп}$ — длительность импульса. Передаточная функция идеального согласованного фильтра представляет собой комплексно-сопряженную величину преобразования Фурье входного сигнала. Идеальный фильтр физически не реализуем. Для тех фильтров, которые могут быть реализованы, отношение сигнала к шуму на 1—2 дБ меньше, чем для решения задачи воспроизведения какого-либо импульса, получается при условии, что величина $\Delta f \tau_{имп}$ находится в пределах 0,25...0,75.

На рис. 5.10 показано влияние полосы пропускания на форму и продолжительность импульса прямоугольной формы после его прохождения через фильтр. Для значений $\Delta f \tau_{имп} < 0{,}5$ амплитуда импульса уменьшается, а продолжительность увеличивается. Для значений $\Delta f \tau_{имп} > 0{,}5$ амплитуда импульса остается практически постоянной, а форма близка к прямоугольной. Для точной передачи формы импульса необходимо выполнение условия $\Delta f \tau_{имп} \approx 4$.

В инфракрасных системах с модуляцией потока излучения образуются боковые частоты. Центральную частоту полосы пропускания фильтра для таких систем принимают равной несущей частоте, а саму полосу пропускания выбирают достаточно широкой для пропускания желаемого числа боковых частот. Так как боковые

частоты в системе с амплитудной модуляцией кратны частоте $f_м$ вращения модулирующего диска, минимальная полоса пропускания $\Delta f_{min} = 2f_м$.

5. ОПТИМИЗАЦИЯ ПО ТОЧНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ

Одним из наиболее важных качеств следящих систем с ОЭК является точность процесса отслеживания заданного объекта. В каждой высококачественной системе имеются ошибки, обусловленные случайными входными сигналами. Устранить их полностью практически невозможно, поэтому возникает задача оптимизации следящей системы по точности управления. Эта задача может решаться двумя путями: 1) определением оптимальных значений параметров системы с заданной структурой по минимуму среднеквадратичной ошибки и 2) определением оптимальной передаточной функции системы из условия минимума среднеквадратичной ошибки Физическая реализация такой системы не всегда возможна из-за ряда ограничений, определяемых фиксированными (заданными) элементами системы.

Рассмотрим методику вычисления среднеквадратичной ошибки системы, находящейся под воздействием входного сигнала $x_{вх}(t)$ и помехи $f(t)$, представляющих собой стационарные случайные функции времени со спектральными плотностями $S_{вх}(\omega)$ и $S_f(\omega)$ соответственно. Ошибка системы $\varphi(t) = x_{вх}(t) + f(t) - x_{вых}(t)$ также является случайной функцией времени и ее среднеквадратичное значение

$$\overline{\varphi}^2 = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} S_\varphi(\omega)\, d\omega,$$

где $S_\varphi(\omega)$ — спектральная плотность ошибки, определяемая по формуле

$$S_\varphi(\omega) = S_{вх}(\omega)\,|\Phi_\delta(i\omega)|^2 + S_f(\omega)\,|\Phi(i\omega)|^2, \tag{5.11}$$

где $\Phi_\sigma(i\omega)$ — комплексная передаточная функция системы по ошибке; $\Phi(i\omega)$ — комплексная передаточная функция системы в замкнутом состоянии. Если $W(p)$ — передаточная функция следящей системы, то

$$\Phi(p) = W(p)/(1 + W(p)); \quad \Phi_\delta(p) = 1/(1 + W(p)),$$

поэтому

$$\overline{\varphi}^2 = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{1}{1+W(i\omega)}\right|^2 S_{вх}(\omega)\, d\omega + \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{W(i\omega)}{1+W(i\omega)}\right|^2 S_f(\omega)\, d\omega. \tag{5.12}$$

Таким образом, среднеквадратичная ошибка линейной следящей системы с известной передаточной функцией имеет две составляющие, зависящие от параметров системы и спектральных плотностей входного сигнала и помехи.

Интегралы, входящие в формулу (5.12), можно преобразовать к интегралу вида

$$I_n = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{G_n(i\omega)}{|H_n(i\omega)|^2} d\omega, \qquad (5.13)$$

где

$$H_n(i\omega) = a_0(i\omega)^n + a_1(i\omega)^{n-1} + \cdots + a_n;$$

$$G_n(i\omega) = b_0(i\omega)^{2n-2} + b_1(i\omega)^{2n-4} + \cdots + b_{n-1}.$$

Знаменатель $|H_n(i\omega)|^2$ подынтегрального выражения (5.13) является четной функцией относительно ω; числитель $G_n(i\omega)$ содержит только четные степени $i\omega$. Если в числителе появится член с нечетной степенью, то его можно не учитывать, так как интеграл от нечетной функции в бесконечных пределах равен нулю.

Значения интегралов I_n для различных порядков полиномов от $n = 1$ до $n = 4$ приведены в прил. 8. (Формулы для более высоких значений n гораздо сложнее и здесь не приводятся).

Пример 5.3. Определить оптимальное значение коэффициента усиления следящей системы с передаточной функцией $W(p) = k/[p(1 + pT)]$, на вход которой поступает полезный сигнал, представляющий собой стационарную случайную функцию времени со спектральной плотностью $S_{вх}(\omega) = \alpha/(1 + \tau^2\omega^2)$, и помеха со спектральной плотностью $S_f(\omega) = S_0 = \text{const}$. Оба сигнала приложены ко входу системы и не коррелированы между собой.

Дано $\alpha = 0{,}5$ град$^2 \cdot$ с; $\tau = 0{,}3$ с, $S_0 = 10^{-3}$ град$^2 \cdot$ с; $T = 0{,}1$ с.

Решение

1 Находим спектральную плотность ошибки по формуле (5.11):

$$S_\varphi(\omega) = S_1(\omega) + S_2(\omega),$$

где $S_1(\omega) = S_{вх}(\omega)\left|\frac{1}{1 + W(i\omega)}\right|^2$; $S_2(\omega) = S_f(\omega)\left|\frac{W(i\omega)}{1 + W(i\omega)}\right|^2$;

$$\frac{1}{1 + W(i\omega)} = \frac{T(i\omega)^2 + i\omega}{T(i\omega)^2 + i\omega + k}, \quad \frac{W(i\omega)}{1 + W(i\omega)} = \frac{k}{T(i\omega)^2 + i\omega + k};$$

$$S_1(\omega) = \left|\frac{T(i\omega)^2 + i\omega}{T(i\omega)^2 + ik + k}\right|^2 \frac{\alpha}{1 + \tau^2\omega^2}; \quad S_2(\omega) = \frac{k^2 S_0}{|T(i\omega)^2 + i\omega + k|^2}.$$

2 Определяем среднеквадратичное значение ошибки

$$\overline{\varphi}^2 = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} S_1(\omega)\, d\omega + \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} S_2(\omega)\, d\omega = \overline{\varphi}_1^2 + \overline{\varphi}_2^2$$

Приводим выражение для $S_1(\omega)$ к виду, удобному для интегрирования

$$|T(i\omega)^2 + (i\omega)|^2 \alpha = \alpha[T^2(i\omega)^4 - (i\omega)^2];$$

$$|T(i\omega)^2 + i\omega + k|^2 (1 + \tau^2\omega^2) = |[T(i\omega)^2 + i\omega + k](1 + i\omega\tau)|^2 =$$

$$= |T\tau(i\omega)^3 + (T + \tau)(i\omega)^2 + (1 + k\tau)i\omega + k|^2$$

Очевидно

$$\overline{\varphi}_1^2 = \frac{\alpha}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{T^2(i\omega)^4 - (i\omega)^2}{|T\tau(i\omega)^3 + (T + \tau)(i\omega)^2 + (1 + k\tau)i\omega + k|^2} d\omega,$$

$n = 3,\ a_0 = T\tau;\ a_1 = T + \tau;\ a_2 = 1 + k\tau,\ a_3 = k,\ b_0 = T^2,\ b_1 = -1;\ b_2 = b_3 = 0$

По таблице прил. 8 находим

$$\overline{\varphi_1^2} = \alpha I_3 = \frac{-(1 + k\tau)\,\alpha T^2 - T\tau\alpha}{2T\tau\,[T\tau k - (T + \tau)(1 + k\tau)]}.$$

$$\overline{\varphi_2^2} = \frac{k^2 S_0}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{|T(i\omega)^2 + i\omega + k|^2},$$

$n = 2,\ a_0 = T,\ a_1 = 1;\ a_2 = k;\ b_0 = b_2 = 0,\ b_1 = 1,$

$$\overline{\varphi_2^2} = k^2 S_0 I_2 = k^2 S_0 \frac{T/k}{2T} = \frac{kS_0}{2},$$

$$\overline{\varphi^2} = \alpha \frac{T + \tau + kT\tau}{2\tau(T + \tau + k\tau^2)} + \frac{kS_0}{2}.$$

3. Рассчитываем величину оптимального коэффициента усиления Из условия $\partial\overline{\varphi^2}/\partial k = 0$, находим

$$S_0(T + \tau + k_{\text{опт}}\tau)^2 + \alpha(T^2 + T\tau + k_{\text{опт}}T\tau^2 - T\tau - \tau^2 - k_{\text{опт}}T\tau^2) = 0,$$

откуда

$$K_{\text{опт}} = \frac{1}{\tau^2}\sqrt{\frac{\alpha(\tau^2 - T^2)}{S_0}} - \frac{T + \tau}{\tau^2} \approx 65.$$

При $k_{\text{опт}} = 0{,}65$; $\overline{\varphi^2} = 0{,}355$ град^2, $\varphi \approx 0{,}6$ град.

Сложнее определить оптимальную передаточную функцию следящей системы из условия минимума среднеквадратичной ошибки. Винером получено следующее выражение для оптимальной частотной передаточной функции $\Phi(i\omega)$ системы в замкнутом состоянии

$$\Phi_{\text{опт}}(i\omega) = \frac{1}{2\pi\psi(i\omega)} \int\limits_0^{\infty} e^{i\omega t} dt \int\limits_{-\infty}^{\infty} S_{x_{\text{вх}\varphi}}(\omega)/\bar{\psi}(i\omega)\, e^{i\omega t} d\omega,$$

где $S_{x\text{вх}\varphi}$ — взаимная спектральная плотность для

$$R_{x_{\text{вх}\varphi}}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \int\limits_{-T}^{T} x_{\text{вх}}(t + \tau)\,\varphi(t)\,d\tau;$$

$\psi(i\omega)$ — частотная функция фиктивного фильтра; $\bar{\psi}(i\omega)$ — сопряженная частотная функция для $\psi(i\omega)$.

Полученное выражение для $\Phi_{\text{опт}}(i\omega)$ чаще всего оказывается практически нереализуемым, поэтому проводятся упрощения и принимается приближенное выражение для $\Phi_{\text{опт}}(p)$.

Согласно теории Винера по определению оптимальной передаточной функции замкнутой системы $\Phi_{\text{опт}}(p)$ предполагается, что система является одномерной, а полезный сигнал и помеха — стационарные случайные функции, приложенные к одной точке системы. Кроме того, допускается, что при $t < 0$ $x'_{\text{вых}}(t) = 0$.

Глава 6

УСТОЙЧИВОСТЬ И КАЧЕСТВО СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМ С ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМИ КООРДИНАТОРАМИ

1. УСТОЙЧИВОСТЬ СЛЕДЯЩЕЙ СИСТЕМЫ С ГИРОСКОПИЧЕСКИМ ПРИВОДОМ

Для анализа устойчивости следящей системы с гироскопическим приводом, имеющей перекрестные связи (см. рис. 1.21, *а*), удобно использовать метод Д-разбиений по комплексному коэффициенту усиления k, с помощью которого производится выделение области устойчивости.

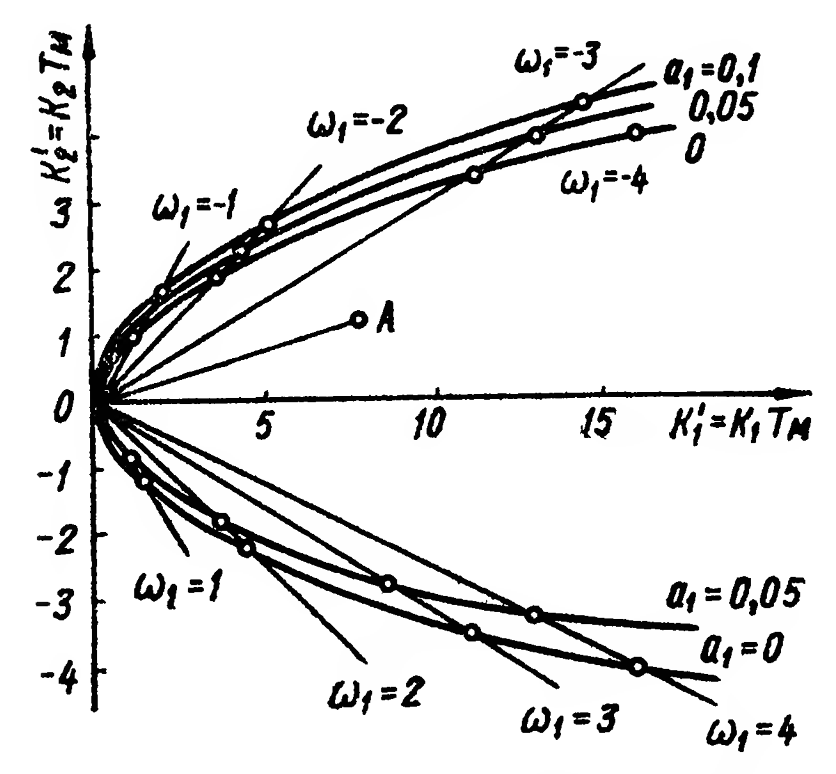


Рис. 6.1. Области устойчивости следящей системы с гироскопическим приводом для различных значений параметра a_1

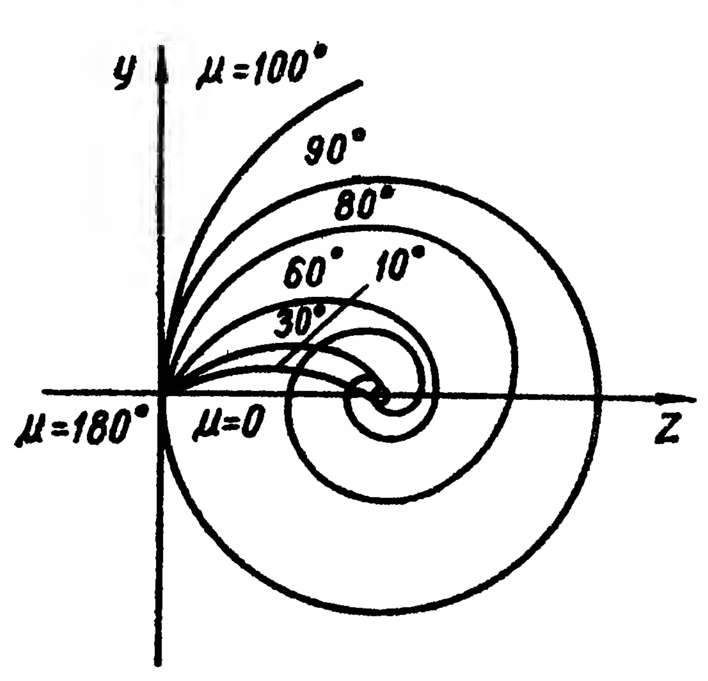


Рис. 6 2. Кривые, иллюстрирующие влияние угла μ сдвига фаз на характер движения оси координатора следящей системы

Заменяя в характеристическом уравнении $p\,(1 + pT_м) \times (1 + iap) + k = 0p$ на $i\omega$, получим $k = -i\omega\,(1 + i\omega T_м)(1 - a\omega)$.

Полагая $k = k_1 + ik_2$, находим зависимости $k_1 = f_1(\omega)$ и $k_2 = f_2(\omega)$, считая ω независимой переменной, изменяющейся в пределах от $-\infty$ до $+\infty$:

$$k_1 + ik_2 = \omega^2 T_м - a\omega^3 T_м + i\,(a\omega^2 - \omega),$$

откуда

$$k_1 = \omega^2 T_м - a\omega^3 T_м; \quad k_2 = -\omega - a\omega^2,$$

или

$$k_1' = \omega_1^2\,(1 - a_1\omega_1); \quad k_2' = -\omega_1\,(1 + a_1\omega_1),$$

где $k_1' = k_1 T_м$; $k_2' = k_2 T_м$; $a_1 = I_э/(HT_м)$; $\omega_1 = \omega T_м$; $H = I\Omega$

Зависимости $k_1' = f_1(\omega_1)$ и $k_2' = f_2(\omega_1)$ представляют собой параметрические уравнения границы области устойчивости в системе координат ok_2', ok_1'. На рис. 6.1 изображены области устойчивости, построенные для различных значений параметра $a_1 = I_э/(I\Omega T_м)$. Прямые, проведенные из начала координат, пересекают кривые, являющиеся границами областей устойчивости, в точках с одинаковыми значениями относительных частот ω_1 [39].

Система автоматического сопровождения будет устойчивой, если так называемая фигурная точка лежит внутри области устойчивости (например, точка A на рис. 6.1). Если перекрестные связи отсутствуют, то перемещение объекта в какой-либо плоскости вызывает перемещение оптической оси координатора в этой же плоскости, т. е. движение оптической оси при автоматическом сопровождении объекта складывается из двух независимых движений — в продольной и поперечной плоскостях. При наличии перекрестных связей отклонения объекта в какой-либо плоскости вызывает перемещение оптической оси координатора как в плоскости рассогласования, так и в перпендикулярной ей.

Угол сдвига фаз μ влияет на характер движения оси координатора Если $\mu = 0$ и отклонение отслеживаемого объекта от оси координатора произошло в какой-либо одной плоскости (точка A на рис. 6.1), то ось координатора выходит на новое положение объекта по прямой Для значений μ, лежащих в интервале между 0 и 90 °, ось координатора движется к объекту по спирали Чем выше значение μ, тем больше витков имеет спираль и тем длительнее переходный процесс. При $\mu = 90$ ° ось координатора совершает круговое движение с угловой частотой $\omega_0 = k$. Если $90° \leqslant \mu < 180$ °, траектория оси координатора представляет собой расходящиеся спирали: при $\mu = 180$° ось координатора движется по прямой в противоположную от объекта сторону (рис. 6.2)

2. АВТОКОЛЕБАНИЯ СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМ С ОЭК

Статические пеленгационные характеристики реальных оптико-электронных координаторов, как правило, являются нелинейными. Присутствие в следящей системе нелинейностей может привести к появлению автоколебаний, т. е. собственных устойчивых периодических движений. Амплитуда автоколебаний должна быть такой, чтобы не нарушалось важнейшее требование к следящим системам с ОЭК-обеспечение необходимой точности отработки угловых или линейных возмущений.

Для нахождения параметров автоколебаний применяют метод гармонической линеаризации, который при сравнительной простоте обладает большой универсальностью Как известно [21], при использовании этого метода переходят к свернутым структурным схемам, выделяя нелинейное звено и объединяя все линейные звенья в единый структурный блок, называемый линейной частью системы. Предполагается, что линейная часть является фильтром низких частот, т. е. подавляет высшие гармоники, поэтому на выходе линейной части системы (или на входе нелинейного звена) при автоколебаниях возникает сигнал, близкий к гармоническому; это позволяет проводить гармоническую линеаризацию нелинейного элемента.

Рассмотрим автоколебания следящей системы (см. рис. 1.19). Предположим, что усилитель мощности и серводвигатель описываются передаточным функциями

$$W_{ус} = k_{ус}/(1 + pT_{ус}), \quad W_с = k_с/[p\,(1 + pT_с)]$$

так, что передаточная функция линейной части системы имеет вид

$$W_л = k/[p(1 + pT_c)(1 + pT_{ус})],$$

где $k = k_c = k_{ус}$.

Оптико-электронный координатор является нелинейным элементом, и его гармонический коэффициент линеаризации зависит от вида статической пеленгационной характеристики. В прил. 3 приведены значения коэффициентов гармонической линеаризации $W_{н.э}$ типовых (для ОЭК) пеленгационных характеристик.

Параметры автоколебаний (амплитуда и частота) определяются из уравнения [21]

$$W_л(i\omega) = -1/W_{н.э}. \quad (6.1)$$

Так, например, для релейной пеленгационной характеристики ОЭК с зоной нечувствительности, имеем

$$W_{н.э} = \frac{4U_0}{\pi A}\sqrt{1 - \frac{\varphi_0^2}{A^2}},$$

Полагая $p = i\omega$, находим

$$W_л(i\omega) = \frac{k}{i\omega[1 + i\omega(T_c + T_{ус}) - \omega^2 T_c T_{ус}]}.$$

Уравнение (6.1) в данном случае принимает вид

$$i\omega[i\omega(T_c + T_{ус}) - \omega^2 T_c T_{ус}]/k = [-4U_0/(\pi A)]\sqrt{1 - \varphi_0^2/A^2}.$$

Отделив в этом уравнении действительную часть от мнимой, получим два уравнения для определения амплитуды и частоты автоколебаний:

$$i\omega(1 - \omega^2 T_c T_{ус}) = 0; \quad \omega^2(T_c + T_{ус}) = [4U_0 k/(\pi A)]\sqrt{1 - \varphi_0^2/A^2}.$$

Откуда находим

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{T_c T_{ус}}}; \quad A = \sqrt{1 - \frac{\varphi_0^2}{A^2}}\,\frac{4kU_0 T_c T_{ус}}{\pi(T_c + T_{ус})}.$$

При $\varphi_0 = 0$ (релейная характеристика без зоны нечувствительности)

$$\omega = \sqrt{1/(T_c T_{ус})}; \quad (6.2)$$

$$A = \frac{4kU_0}{\pi}\,\frac{T_c T_{ус}}{T_c + T_{ус}}. \quad (6.3)$$

Из выражений (6.2) и (6.3) следует, что частота и амплитуда автоколебаний определяются постоянными времени усилителя мощности и серводвигателя (если параметр U_0 нелинейной характеристики остается неизменным).

Для решения уравнения (6.1) можно воспользоваться графоаналитическим способом, который заключается в следующем. На комплексной числовой плоскости строят амплитудно-фазовую характеристику линейной части системы $W_л(i\omega)$ и обратную амплитудно-

фазовую характеристику нелинейного элемента с обратным знаком — $1/W_{н.э}$. Точка пересечения этих кривых определяет частоту и амплитуду автоколебаний. Если кривые не пересекаются, то автоколебания в системе не возникают.

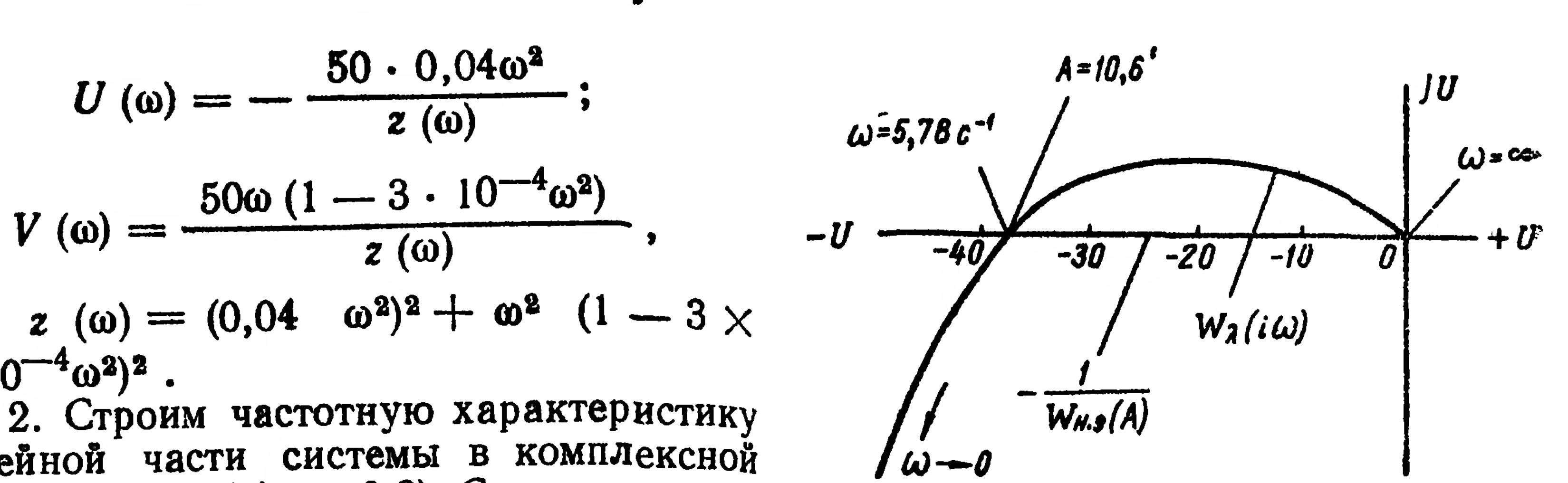
Пример 6.1. Определить параметры автоколебаний в следящей системе с передаточной функцией линейной части $W_л = \dfrac{k}{p\,(1 + pT_с)\,(1 + pT_{ус})}$ и нелинейным ОЭК, имеющим статическую пеленгационную характеристику с зоной нечувствительности.

Дано: $T_с = 0{,}03$ с; $T_{ус} = 0{,}01$ с, $k = 50$ 1/с; $\varphi_0 = 10'$, $\alpha = 55°$.

Решение.

1. Полагая в выражении $W_л(p)/p = i\omega$, находим вещественную $U(\omega)$ и мнимую $V(\omega)$ частотные характеристики линейной части системы

$$W_л(i\omega) = \frac{k}{i\omega\,[1 + i\omega T_с]\,(1 + i\omega T_{ус})} = \frac{50\,[0{,}04\omega^2 + i\omega\,(1 - 3\cdot 10^{-4}\omega^2)]}{(0{,}04\omega^2)^2 + \omega^2\,(1 - 3\cdot 10\omega^2)^2},$$



$$U(\omega) = -\frac{50\cdot 0{,}04\omega^2}{z(\omega)};$$

$$V(\omega) = \frac{50\omega\,(1 - 3\cdot 10^{-4}\omega^2)}{z(\omega)},$$

где $z(\omega) = (0{,}04\ \omega^2)^2 + \omega^2\ (1 - 3 \times 10^{-4}\omega^2)^2$.

Рис. 6.3. К численному расчету параметров автоколебаний нелинейной следящей системы

2. Строим частотную характеристику линейной части системы в комплексной плоскости U; jV (рис. 6.3). Следует учитывать, что при $\omega = 0$ $U(\omega) = -\infty$, $V(\omega) = -\infty$; при $\omega = \infty$ $U(\omega) = V(\omega) = 0$, кроме того, $V(\omega) = 0$ при $\omega = \sqrt{\dfrac{1}{3\cdot 10^{-4}}} = 5{,}78$ 1/с. В этом случае

$$V(\omega) = -50\cdot 0{,}04\omega^2/[(0{,}04\omega^2)^2] = -50/(0{,}04\cdot 5{,}78^2) = -37{,}4,$$

т. е. частотная характеристика пересекает ось U в точке $-37{,}4$ (рис 6.3).

3. На том же графике строим обратную амплитудно-фазовую характеристику нелинейного звена с обратным знаком. В соответствии с заданным типом статической пеленгационной характеристики ОЭК, имеем (при $A \geqslant \varphi_0$)

$$W_{н\,э}(A) = \operatorname{tg}\alpha - \frac{2\operatorname{tg}\alpha}{\pi}\left[\arcsin\frac{\varphi_0}{A} + \frac{\varphi_0}{A}\sqrt{1 - \varphi_0^2/A^2}\right].$$

При $A = \varphi_0$ $W_{н.э} = 0$, $-1/W_{н.э} = -\infty$, при $A = \infty$ $W_{н.э} = \operatorname{tg}\alpha$; $-1/W_{н.э} = -1/\operatorname{tg}\,55° = -0{,}625$.

График $-1/W_{н.э}$ имеет вид прямой, расположенной по оси U.

В точке пересечения частотной характеристики линейной части системы с обратной амплитудно-фазовой характеристикой нелинейного элемента с обратным знаком (т. е. с осью U, по которой располагается эта характеристика) $A \approx 1{,}06\ \varphi_с = 10{,}6'$ (рис. 6.3). Таким образом, при заданных условиях в системе возникают автоколебания с частотой 5,78 1/с и амплитудой 10,6′.

При расчете параметров автоколебаний, возникающих в нелинейной следящей системе, предполагалось, что линейная часть системы обеспечивает подавление высших гармоник сигнала и поэ-

тому ограничивались первой гармоникой периодического решения характеристического уравнения. В действительности, на выходе ОЭК с нелинейной статической пеленгационной характеристикой часто наблюдаются сигналы с большими амплитудами высоких гармоник. Так, на выходе звена с нелинейностью треугольной формы амплитуда третьей гармоники при синусоидальной форме входного сигнала даже увеличивается по сравнению с амплитудой первой гармоники (рис. 6.4)

Рассмотрим способ учета третьей гармоники автоколебаний для случая следящей системы с ОЭК, изображенной на рис. 1.19, *б*.

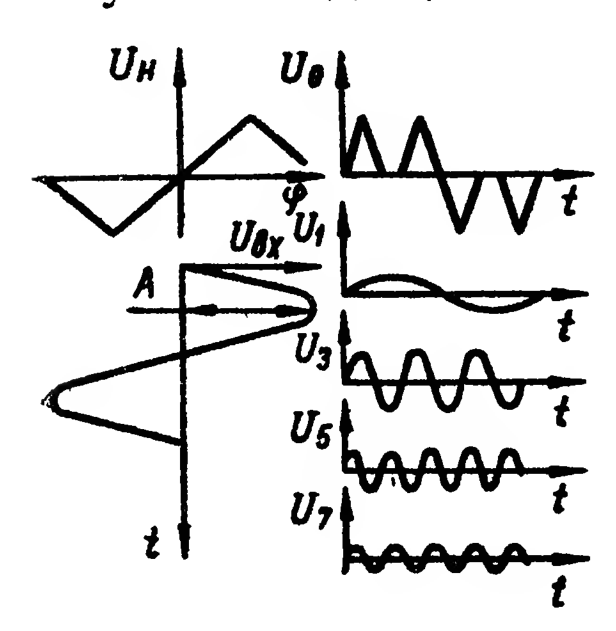


Рис 6 4 Гармоники автоколебаний в следящей системе с ОЭК, имеющим статическую пеленгационную характеристику треугольной формы

Запишем выражения для передаточных функций усилителя мощности $W_{ус}$, серводвигателя $W_с$ и тахогенератора $W_{тг}$:

$$W_{ус} = \frac{k_{ус}}{1 + pT_{ус}}; \quad W_с = \frac{k_с}{p\,(1 + pT_с)};$$

$$W_{тг} = k_{тг}p.$$

Передаточная функция линейной части системы

$$W_л = k_1/[p\,(1 + pT_{ус})\,(1 + pT_с) + k_2 p],$$

где $k_1 = k_{ус}k_с$; $k_2 = k_{ус}k_сk_{тг} = k_1k_{тг}$.

Частотная характеристика линейной части системы

$$W_л(i\omega) = k_1/[i\omega\,(1 + k_2) -$$

$$- \omega^2\,(T_{ус} + T_с) - i\omega^3T_{ус}T_с].$$

Гармонический коэффициент линеаризации ОЭК с нелинейностью треугольной формы (без зоны нечувствительности) для первой гармоники автоколебаний имеет вид

$$W_{н\,э} = \frac{4\,\mathrm{tg}\,\alpha}{\pi}\left(\arcsin\frac{\varphi_0}{A_1} + \frac{\varphi_0}{A_1}\sqrt{1 - \frac{\varphi_0}{A_1^2}} -\right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}\arcsin\frac{2\varphi_0}{A_1} - \frac{\varphi_0}{A_1}\sqrt{1 - \frac{4\varphi_0^2}{A_1^2}}\right) \quad (A > 2\varphi_0).$$

Из равенства $W_л(i\omega) = -1/\omega_{н.э}$ получаем два уравнения для определения частоты и амплитуды автоколебаний:

$$\omega\,(1 + k_2) - \omega^3T_{ус}T_с = 0; \tag{6.4}$$

$$\omega^2\,(T_{ус} + T_с) = W_{н.э}k_1. \tag{6.5}$$

Из уравнения (6.4) находим частоту первой гармоники автоколебаний: $\omega = \sqrt{(1 + k_2)/(T_{ус}T_с)}$. Подставляя значение ω в уравнение (6.5), получаем уравнение для нахождения амплитуды автоколебаний

$$\frac{T_{ус} + T_с}{T_{ус}T_с}\,(1 + k_2) = k_1W_{н.э}, \tag{6.6}$$

которое решается графически.

Для третьей гармоники автоколебаний относительная амплитуда $\delta = A_3 / A_1$ определяется формулой [20]

$$\delta = \frac{A_3}{A_1} = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\pi}\left[\frac{2\varphi_0}{A_1}\left(1-\frac{\varphi_0^2}{A_1^2}\right)\sqrt{1-\frac{\varphi_0^2}{A_1^2}} - \right.$$

$$\left. - \frac{2\varphi_0}{A_1}\left(1-\frac{4\varphi_0^2}{A_1^2}\right)\sqrt{1-\frac{4\varphi_0^2}{A_1^2}}\right].$$

Расчеты показывают, что при больших амплитудах автоколебаний, превышающих половину поля зрения ОЭК, амплитуда третьей гармоники может в несколько раз превышать амплитуду первой Однако третья гармоника будет значительно сильнее подавляться линейной частью следящей системы, чем первая гармоника. Коэффициенты подавления отдельных гармоник можно определить, зная амплитудно-частотную характеристику линейной части системы В данном случае

$$A_л(\omega) = |W_л(i\omega)| = k_1/\sqrt{[(1+k_2)\omega - T_{ус}T_с\omega^3]^2 + \omega^4(T_{ус}+T_с)^2}.$$

Полагая $T_{ус} = 0{,}05$ с; $T_с = 0{,}2$ с; $k_2 = 1$, находим $\omega = \sqrt{(1+k_2)/(T_{ус}T_с)} = 14{,}1$ с$^{-1}$; $3\omega = 42{,}3$ с$^{-1}$; $A_1(\omega) = k_1 / 126$, $A_3(\omega) = k_1 / 800$, т е. коэффициент усиления третьей гармоники меньше коэффициента усиления первой гармоники в отношении 800/126

3. ДАЛЬНОСТЬ ДЕЙСТВИЯ СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМ С ОЭК

Основным параметром, характеризующим работоспособность следящих систем с ОЭК, является минимальный сигнал на выходе ПИ, который вызывается излучением отслеживаемого объекта, находящегося на заданной дальности от ОЭК. Поскольку этот сигнал маскируется вредными сигналами (шумами), для выражения работоспособности следящей системы с ОЭК применяют понятие «эквивалентная мощность шума», которое определяется как величина потока излучения объекта, необходимого для создания сигнала, эквивалентного шуму.

Термин «эквивалентная мощность шума» характеризует прежде всего работу ПИ. Но так как следящие системы включают и другие элементы, создающие шумы, вводят понятие «минимальный поток» для слежения за объектом, характеризующее наименьшее отношение сигнал/шум, при котором может устойчиво работать система с учетом схем координатора и следящей системы. Таким образом, необходимо определить поток излучения Φ_e, воспринимаемый ПИ от объекта слежения и сравнить его с так называемым «пороговым» потоком.

Определим вначале максимальную дальность действия системы при отслеживании объекта, находящегося на неизлучающем фоне. В действительности таких фонов не существует, поэтому в этом случае максимальная дальность действия определяется внутренними шумами системы.

Предположим, что объект представляет собой плоский «серый» излучатель площадью S с коэффициентом теплового излучения ε и температурой T; нормаль N к поверхности излучения образует угол α с линией дальности излучения D (рис. 6.5). Элементарный поток $d\Phi_e$, испускаемый площадкой dS поверхности излучения в телесном угле ω, опирающемся на объектив ОЭК, определяется по закону Ламберта: $d\Phi_e' = d\Phi_N \omega \cos\alpha$, где $d\Phi_N = d\Phi_e / \pi$ — поток, испускаемый элементарной площадкой dS в направлении нормали. Часть потока излучения, ограниченная спектральным диапазоном $\lambda_1 \ldots \lambda_2$ чувствительности ПИ, определяется по формуле

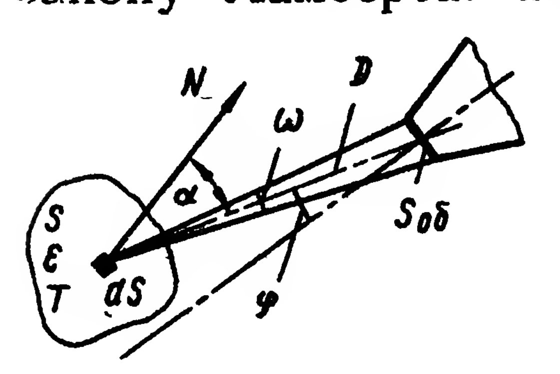


Рис 6.5. К расчету дальности действия следящей системы с ОЭК

$$d\Phi_e = \frac{\omega \cos\alpha}{\pi} dS \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda} \varepsilon d\lambda,$$

где $M_{e\lambda}$ — спектральная плотность энергетической светимости черного тела, определяемая законом Планка: $M_{e\lambda} = c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1}$; $c_1 = 3{,}74 \cdot 10^{-12}$ Вт $\times$ $\times$ см^2; $c_2 = 1{,}439$ см $\cdot$ град.

Считая в первом приближении коэффициент теплового излучения ε не зависящим от длины волны λ, а также заменяя ω отношением $S_{об} \cos\varphi / D^2$ ($S_{об}$ — площадь объектива ОЭК, φ — угол между линией дальности и осью ОЭК), находим

$$d\Phi_e = \frac{S_{об} \varepsilon \cos\alpha \cos\varphi}{\pi D^2} dS \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda} d\lambda.$$

При больших дальностях направления осей пучков, исходящих из любых элементарных площадок dS поверхности излучения и опирающихся на площадь $S_{об}$, незначительно отличаются друг от друга. Это позволяет считать углы α и дальности D одинаковыми для всех элементарных площадок и относить их к геометрическому центру поверхности излучения. С учетом этих допущений находим величину потока излучения Φ_e, воспринимаемого ПИ ОЭК с учетом коэффициентов пропускания излучения атмосферной τ_a и оптической системой ОЭК $\tau_{о\,с}$:

$$\Phi_e = \frac{S_{об} S \varepsilon \cos\alpha \cos\varphi}{\pi D^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda} \tau_{о\,с} s_\lambda d\lambda. \qquad (6.7)$$

Считая $\tau_{о.с}$ не зависящим от длины волны и обозначая

$$K = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{M_e}{(M_e)_{\max}} \tau_a s_\lambda d\lambda \Big/ \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{M_e}{(M_e)_{\max}} d\lambda \right],$$

можно преобразовать формулу (6.7) к виду

$$\Phi_e = \frac{S_{об} S \varepsilon \tau_{ос} \cos\alpha \cos\varphi}{\pi D^2} K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda} d\lambda. \qquad (6.8)$$

Коэффициент K использования излучения играет важную роль при расчете величины потока, воспринимаемого от теплоизлучающего объекта ПИ ОЭК Этим коэффициентом учитывается спектральная характеристика ПИ и функция пропускания излучения слоем атмосферы между объектом и ОЭК

Наибольшую сложность при расчете коэффициента K представляет определение функции $\tau_\lambda = f(\lambda)$, которая зависит от большого числа факторов. Методы расчета этой функции изложены в специальной литературе по инфракрасной технике [29]. В табл. 4 приведены аппроксимационные зависимости для расчета коэффициента K при широком варьировании входных параметров (траса визирования отслеживаемого объекта горизонтальная, высота $H = 0...20$ км, дальность $D = 1...20$ км, температура воздуха у поверхности Земли $t_в = -20..+20$ °С, температура объекта слежения $T = 400..1100$ К, влажность воздуха $f = 60...90$ %, дальность метеорологической видимости $d_в = 10...30$ км) Эти зависимости получены обработкой результатов расчета на ЭВМ функции τ_λ с помощью алгоритмов, реализующих метод группового учета аргументов.

В формуле (6.8) интеграл $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda} d\lambda$ рассчитывают с помощью прил. 5, в которой входной величиной является $x_\lambda = \lambda/\lambda_м$, а выходной — $z(\lambda/\lambda_м) = \int_0^\lambda M_{e\lambda} d\lambda \Big/ \int_0^\infty M_{e\lambda} d\lambda$. Величина $\lambda_м$ определяется по закону Вина: $\lambda_м = 2898/T$ (или по прил. 6), а интеграл $\int_0^\infty M_{e\lambda} d\lambda$ — по закону Стефана — Больцмана: $\int_0^\infty M_{e\lambda} d\lambda = \sigma T^4$, где $\sigma = 5{,}673 \cdot 10^{-12}$ Вт $\cdot$ см^2 $\cdot$ град$^{-4}$. Заменяя в формуле (6.8) интеграл

$$\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} M_{e\lambda} d\lambda = \sigma T^4 [z(\lambda_2/\lambda_м) - z(\lambda_1/\lambda_м)],$$

получаем выражение для величины потока излучения, воспринимаемого ПИ ОЭК:

$$\Phi_e = \frac{S_{об} S \varepsilon \tau_{oc} \sigma T^4 \cos\alpha \cos\varphi}{\pi D^2} K [z(\lambda_2/\lambda_м) - z(\lambda_1/\lambda_м)]. \qquad (6.9)$$

Из последнего выражения получаем формулу для расчета максимальной дальности действия следящей системы с ОЭК. Для этого предполагаем, что объект обнаруживается с заданной вероятностью при условии $\Phi_e = m\Phi_{пор}$, где m — коэффициент, бо́льший единицы; $\Phi_{пор}$ — пороговый поток излучения, в качестве которого берется порог чувствительности приемника излучения, приведенный к площади $q_п$ чувствительного элемента ПИ и полосе Δf пропускания частот усилителя фототока.

В каталогах и справочниках по ПИ приводится порог чувствительности ПИ $\Phi^*_{пор}$ $\left(\text{или обратная величина } D^* = \frac{1}{\Phi^*_{пор}}\right)$, Вт / (см · Гц$^{1/2}$), полученная тарировкой по черному телу с заданной температурой T^* Для получения величины $\Phi_{пор}$ при отслеживании теплоизлучающего объекта с температурой T используют формулу

$$\Phi_{пор} = \Phi^*_{пор}\varkappa\sqrt{q_п\Delta f},$$

где

$$\varkappa = \frac{\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} M^*_{e\lambda}/(M^*_{e\lambda})_{max} s_\lambda d\lambda}{\int\limits_0^\infty M_{e\lambda}/(M^*_{e\lambda})_{max} d\lambda}$$

— коэффициент использования ПИ.

Окончательно получаем

$$D^2_{max} = \frac{S_{об}S\varepsilon\tau_{о.с}\sigma T^4\cos\alpha\cos\varphi K}{m\pi\Phi^*_{пор}\varkappa\sqrt{q_п\Delta f}}\left[z(\lambda_2/\lambda_м) - z(\lambda_1/\lambda_м)\right] \qquad (6.10)$$

Величина D_{max} входит как в левую, так и в правую части уравнения (6.10), поэтому для определения D_{max} используют графоаналитический метод расчета. Для этого обозначают

$$\psi = \frac{m\pi\Phi_{пор}\varkappa\sqrt{q_п\Delta f}}{S_{об}S\varepsilon\tau_{о\,с}\sigma T^4\cos\alpha\cos\varphi}\;\frac{D^2}{z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_м}\right) - z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_м}\right)}$$

и строят две кривые зависимостей $\psi = f_1(D)$ и $K = f_2(D)$, точка пересечения которых соответствует искомой дальности

Пример 6.2. Рассчитать максимальную дальность действия следящей системы с ОЭК, предназначенную для предупреждения столкновений в воздухе пассажирских самолетов. В качестве источника теплового излучения принять сопло двигателя, имеющего поверхность излучения $S = 0{,}5$ м^2, температуру $T = 527$ °С и коэффициент теплового излучения $\varepsilon = 0{,}90$. Высота полета самолетов $H = 10$ км

6.1. Значения коэффициента использования излучения при различных значениях дальности

D, км	5	9	13	15	19
K	0,392	0,311	0,229	0,193	0,153

Дано рабочая поверхность объектива ОЭК $S_{об} = 40$ см^2, коэффициент пропускания оптической системы $\tau_{о\,с} = 0{,}8$, приемник излучения InSb со спектральным диапазоном чувствительности $\lambda_1 = 3{,}0$ мкм, $\lambda_2 = 5{,}5$ мкм, площадь чувствительного элемента ПИ $q_п = 5 \cdot 10^{-3}$ см, полоса пропускания частот усилителя фототока $\Delta f = 2000$ Гц, пороговая чувствительность ПИ при тарировке по черному телу с температурой $T^* = 573$ К составляет $\Phi^*_{пор} = 0{,}7 \cdot 10^{-9}$ Вт/(см · Гц$^{1/2}$), угол визирования $\alpha = 0$, угол рассогласования $\varphi = 0$, температура воздуха у Земли $t_в = -20$ °С, относительная влажность воздуха $f = 80$ %, метеорологическая дальность видимости $d_в = 20$ км.

6.2. Значения y_λ в зависимости от $x_\lambda = \lambda/\lambda_м$ при $T^* = 573$ К

λ	$x_\lambda = \lambda/\lambda_м$	y_λ	λ	$x_\lambda = \lambda/\lambda_м$	y_λ
3,5	0,83	0,91	4,5	1,23	0,91
3,62	1	1	5,0	1,39	0,79
4,0	1,10	0,98	5,5	1,52	0,69

Решение·

1. Находим длину волны $\lambda_м$, соответствующую максимуму спектральной плотности энергетической светимости объекта слежения

$$\lambda_м = 2898/(273 + 527) = 3,62 \text{ мкм}$$

2 Находим по таблице прил 5 значения функций $z\ (\lambda/\lambda_м)$·

$$z_1\ (\lambda_1/\lambda_м) = z_1\ (3/3,62) = 0,14, \quad z_2\ (\lambda_2/\lambda_м) = z_2\ (5,5/3,62) = 0,55;$$

$$z_2 - z_1 = 0,41.$$

3 С помощью таблицы прил 4 рассчитываем коэффициент использования излучения K для различных значений дальности D и результаты расчета сводим в табл 6 1

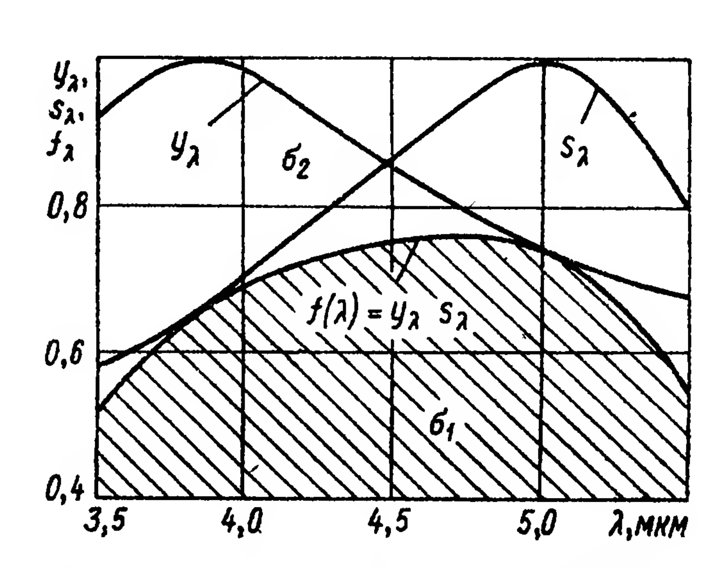


Рис. 6 6 К расчету коэффициента использования приемника излучения ОЭК

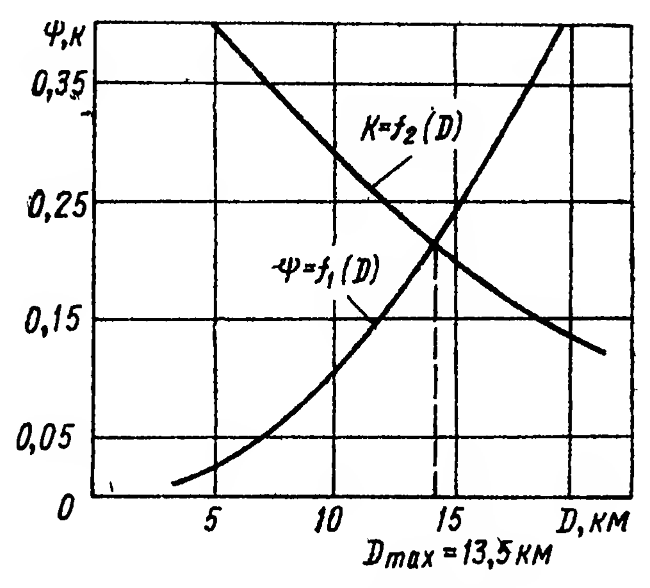


Рис 6 7 К численному расчету дальности действия следящей системы с ОЭК

4. Рассчитываем коэффициент $\varkappa$ использования ПИ, для чего строим в одном масштабе кривую $y_\lambda = M^*_{e\lambda}/(M^*_{e\lambda})_{max}$, соответствующую температуре $T = 273 + 300$ К, при которой проводилась тарировка ПИ, и спектральную характеристику ПИ (рис 6 6).

Для построения кривой спектральной плотности энергетической светимости черного тела с температурой $T^* = 573$ К в относительных единицах используем таблицу прил 5, где значения $y_\lambda = M_{e\lambda}/(M_{e\lambda})_{max}$ приведены в зависимости от безразмерных значений длины волны $x_\lambda = \lambda/\lambda_м$ Так, для $T = 573$ К, имеем (табл 6 2)

Коэффициент $\varkappa$ находим из соотношения $\varkappa = \sigma_1/\sigma_2$, где σ_1 — площадь, ограниченная ординатами λ_1 и λ_2, осью λ и кривой $f\ (\lambda) = y_\lambda s_\lambda$; σ_2 — площадь, ограниченная ординатами λ_1 и λ_2, осью λ и кривой $y_\lambda = M^*_{e\lambda}/(M^*_{e\lambda})_{max}$.

В результате расчетов получаем $\varkappa = 0,7$.

5. Строим на одном графике кривые $K = f_2\ (D)$ и $\varphi = f\ (D)$ (рис 6.7). Полагая $m = 3$, находим

$$\psi = \frac{m\pi\Phi_{пор}\varkappa\sqrt{q_п\Delta f}\,D^2}{S_{об}S\varepsilon\tau_{ос}\sigma T^4\cos\alpha\cos\varphi\,[z\ (\lambda_2/\lambda_м) - z\ (\lambda_1/\lambda_м)]} =$$

$$= \frac{3\cdot\pi\cdot 0,7\cdot 10^{-9}\cdot 0,7\sqrt{5\cdot 10^{-3}\cdot 2000}\,D^2}{0,5\cdot 10^{-6}\cdot 0,9\cdot 5,673\cdot 10^{-12}\cdot 800^4\cdot 0,8\cdot 40\cdot 0,41} = 1,1\cdot 10^{-6}D^2$$

(если D выражено в метрах), или $\psi = 0{,}0011\, D^2$ (если D — выражено в километрах). Точка пересечения кривых $f_1(D)$ и $f_2(D)$ соответствует искомой дальности $D \approx 14$ км.

Рассмотрим случай, когда отслеживаемый объект наблюдается на однородном излучающем фоне, т. е. на таком фоне, неравномерность которого не может быть выявлена данным устройством. Определим величину потока излучения, воспринимаемого приемником ОЭК от равномерного фона с параметрами $T_ф$, $\varepsilon_ф$ и $S_ф$, где $S_ф$ — площадь фона, вырезаемая углом зрения ОЭК.

Используя выражения (6.9), запишем

$$\Phi_{eф} = \frac{\tau_{oc} S_{об} S_ф \cos\alpha \cos\varphi \varepsilon_ф \sigma T_ф^4}{\pi D^2} K\,[z(\lambda^2/\lambda_{мф}) - z(\lambda_1/\lambda_{мф})].$$

Следует иметь в виду, что формула (6.9) была выведена в предположении, что величины α, φ и D одинаковы для всех участков поверхности излучения объекта. Если угол зрения ОЭК мал, то это условие выполняется; при больших углах зрения необходимо площадь фона, охватываемую этим углом, разбить на несколько участков, в пределах которых величины α, φ и D изменяются несущественно, и проводить расчет величины $\Phi_{eф}$ по участкам.

Разностный поток излучения, определяющий сигнал на выходе ПИ,

$$\Delta\Phi = \Phi_e - \Phi_{eф} = \frac{\tau_{oc} S_{об} \cos\alpha \cos\varphi\sigma}{\pi D^2} \left\{ S\varepsilon T^4 K \left[z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_м}\right) - z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_м}\right)\right] - S_ф \varepsilon_ф T_ф^4 K_ф \left[z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_{мф}}\right) - z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_{мф}}\right)\right]\right\}.$$

Этот сигнал будет зафиксирован при условии $\Delta\Phi = m\Phi_{пор}$, где по-прежнему $\Phi_{пор} = \Phi^*_{пор} \varkappa \sqrt{q_п \Delta f}$, так что уравнение дальности в этом случае примет вид

$$D^2_{max} = \frac{\tau_{oc} S_{об} \cos\alpha \cos\varphi\sigma}{m\pi \Phi^*_{пор} \varkappa \sqrt{q_п \Delta f}} \left\{ S\varepsilon T^4 K \left[z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_м}\right) - z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_м}\right)\right] - S_ф \varepsilon_ф T_ф^4 K_ф \left[z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_{мф}}\right) - z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_{мф}}\right)\right]\right\}. \quad (6.12)$$

Пример 6.3. Рассчитать максимальную дальность действия следящей системы с ОЭК по условиям примера 6 2, но с учетом фона.

Дано. $\varepsilon_ф = 1$, $T_ф = 250$ К, $S_ф = 800$ м^2.

Решение.

1 Находим длину волны $\lambda_м$ соответствующую максимуму спектральной плотности энергетической светимости фона, $\lambda_{мф} = 2898/250 \approx 11{,}6$ мкм

2. По таблице прил 5 находим значения функций $z(\lambda/\lambda_{мф})$

$$z_1(\lambda_1/\lambda_{мф}) = z_1(3/11{,}6) = 6{,}4 \cdot 10^{-6}, \quad z_2(\lambda_2/\lambda_{мф}) = z_2(5{,}5/11{,}6) = 7{,}4 \cdot 10^{-3};$$

$$z_2 - z_1 \approx 7{,}4 \cdot 10^{-3}$$

3. Коэффициент использования излучения фона $K_ф$ определяем графоаналитическим расчетом, для чего строим в одном масштабе графики функций

$\frac{M_{e\lambda}}{(M_{e\lambda})_{max}}$, τ_a, s_λ и находим коэффициент

$$K_ф = \frac{\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda}/(M_{e\lambda})_{max}\tau_a s_\lambda d_\lambda}{\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda}/(M_{e\lambda})_{max} d\lambda} \qquad (6.13)$$

по отношению площадей, определяемых соответственно числителем и знаменателем выражения (6 13) $K_ф \approx 0,6$.

Тогда, согласно уравнению (6.12), получаем

$$D^2_{max} = \frac{0,8 \cdot 40 \cdot 10^{-4} \cdot 5,673 \cdot 10^{-8}}{3\pi \cdot 0,7 \cdot 10^{-9}\sqrt{5 \cdot 10^{-3} \cdot 2000 \cdot 0,6}}(0,5 \cdot 0,9 \cdot 800^4 \cdot 0,21 \cdot 0,41 -$$

$$- 800 \cdot 1 \cdot 250^4 \cdot 0,6 \cdot 7,4 \cdot 10^{-3}) = 164 \cdot 10^6 \text{ м}^2, \text{ или } D_{max} = 12,8 \text{ км}.$$

4. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТЕПЛОВИЗИОННЫХ КООРДИНАТОРОВ

Для определения порога температурной чувствительности (ПТЧ) тепловизионных координаторов можно использовать выражение, предложенное М. М. Мирошниковым [42]:

$$(\Delta T)_{пор} = \frac{21,6 \cdot 10^{10}}{T^3} \frac{1}{D^*_{пор}(f_0)\, \tau_0\, D_{об}\gamma_{мгн}\, \ddot{O}} \frac{1}{\sqrt{2t_{вх}}\,(\Delta \ln \lambda)_{эф}}, \qquad (6.14)$$

где $D^*_{пор}(f_0)$ — удельная обнаружительная способность приемника, см · Гц$^{1/2}$/Вт, на частоте модуляции f_0; $\tau_0 = [\tau_{o\,c}(\lambda)]_{max}\,[\tau_{o.c}(\lambda)]_{max}$; $\tau_{o\,c}$, τ_a — спектральные коэффициенты пропускания оптической системы координатора и атмосферы; $\ddot{O} = D_{об}/f'$ — относительное отверстие объектива, равное отношению его диаметра к заднему фокусному расстоянию; $\gamma_{мгн} = \sqrt{q_п}/f'$ — мгновенный угол зрения прибора; T — температура абсолютно черного тела, имитирующего фон, $t_{вх}$ — длительность входного импульса, с;

$$(\Delta \ln \lambda)_{эф} = \int\limits_0^\infty M_{e\lambda}S_\lambda\tau_{o\,c}(\lambda)\,\tau_a \frac{d\lambda}{\lambda};$$

$M_{e\lambda}$, S_λ, $\tau_{o\,c}(\lambda)$, τ_a — относительные спектральные функции энергетической светимости объекта, чувствительности ПИ, оптической системы и атмосферы соответственно. Так как ПИ с оптическим фильтром имеет коротковолновую λ_1 и длинноволновую λ_2 границы чувствительности, то в интеграле в выражении для $(\Delta \ln \lambda)_{пор}$ можно заменить пределы интегрирования 0 и ∞ на λ_1 и λ_2 соответственно.

Пример 6.4. Вычислить температурную чувствительность тепловизионного координатора.

Дано: $D_{об} = 2$ см; $f' = 5$ см; $\ddot{O} = 0,4$; $\gamma_{мгн} = 10^{-3}$; $\tau_{o.c} = 0,8$; $t_{вх} = 27 \cdot 10^{-6}$ с; $D^*_{пор}(f_0) = 2 \cdot 10^{10}$ см · Гц$^{1/2}$/Вт; $T = 300$ К; $\lambda_1 = 8$ мкм; $\lambda_2 = 11,5$ мкм; $(\Delta \ln \lambda)_{эф} = 0,3$,

Решение

$$(\Delta T)_{\text{пор}} = \frac{21{,}6 \cdot 10^{10}}{300^3} \frac{1}{2 \cdot 10^{10} \cdot 0{,}8} \frac{1}{2 \cdot 0{,}4 \cdot 10^{-3}} \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{2 \cdot 27 \cdot 10^{-6}}} \frac{1}{0{,}3} = 0{,}28^\circ$$

Для самых приближенных оценок можно считать, что $\tau_{\text{о с}} = 1$, $\tau_{\text{а}} = 1$ и используется неселективный ПИ ($s_\lambda = 1$) В этом случае [42]

$$(\Delta \ln \lambda)_{\text{эф}} = \int_0^\infty \frac{M_{e\lambda}}{(M_{e\lambda})_{\max}} \tau_{\text{о с}}(\lambda)\, \tau_{\text{а}} s_\lambda \approx 1{,}22$$

Но даже при малых расстояниях между объектом, имеющим температуру 300 К, и приемником величина $(\Delta \ln \lambda)_{\text{эф}}$ снижается до 1,18, а при расстоянии 400 м — до 0,53. Значения $(\Delta \ln \lambda)_{\text{эф}}$ для неселективного ПИ и различных спектральных интервалов и температур приведены в табл. 6 3 [42]

6.3. Значения эффективной логарифмической спектральной ширины пропускания $(\Delta \ln \lambda)_{\text{эф}}$ при различных спектральных интервалах и температурах

λ_1, мкм	λ_2, мкм	$10^2(\Delta \ln \lambda)_{\text{эф}}$ при температуре, К				λ_1, мкм	λ_2, мкм	$10^2(\Delta \ln \lambda)_{\text{эф}}$ при температуре, К			
		280	290	300	310			280	290	300	310
3	5	2,7	3,4	4,2	5,1	8	12	21	21	22	21
3	5,5	4,9	6,1	7,2	8,5	8	14	39	39	39	39
3,5	5	2,3	3,3	4,0	4,8	10	12	53	53	52	52
4	5	4,8	5,9	7,0	8,3	10	14	32	32	31	30
4	5,5	2,6	2,8	3,4	4,0	12	14	14	14	13	13
8	10	4,5	5,4	6,4	7,5						

Температурную чувствительность тепловизионных устройств можно приближенно рассчитать по формуле [32]

$$(\Delta T)_{\text{пор}} = \frac{\pi \Phi^*_{\text{пор}} \lambda_{\text{ср}} \sqrt{q_{\text{п}} \Delta f}}{K \left[z(\lambda_2/\lambda_1) - z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_{\text{м}}}\right) \right] \varepsilon_{\text{ц}} T_{\text{ц}}^2 c_2 \tau_{\text{об}} S_{\text{об}} \sigma \gamma_{\text{мгн}}}, \qquad (6.15)$$

где c_2 — вторая постоянная в законе Планка, $\lambda_{\text{ср}}$ — среднее значение длины волны в интервале $\lambda_1 .. \lambda_2$ чувствительности ПИ (остальные обозначения такие же, как и в формуле (6 10)).

При выводе формулы (6.15) предполагалось, что объект обнаружения представляет собой низкотемпературный плоский «серый» излучатель, имеющий постоянные значения коэффициента излучения и температуры по всей поверхности, излучение фона не учитывалось Расстояние между координатором и объектом настолько велико, что последний можно считать точечным излучателем.

Пример 6 5. Вычислить по формуле (6 15) температурную чувствительность тепловизионного координатора (используя исходные данные примера 6 4).

Дано: $D_{об} = 2$ см; $S_{об} = 3,14$ см^2, $T_ц = 300$ К; $\tau_{об} = 0,8$; $\varepsilon_ц = 0,9$, $\lambda_1 = 8$ мкм, $\lambda_2 = 11,5$ мкм (ПИ на основе HgCdTe), $\Phi^*_{пор} = 2 \cdot 10^{-10}$ см $\cdot$ Гц$^{1/2}$/Вт (в максимуме спектральной чувствительности);

$$K = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda}/(M_{e\lambda})_{\max} s_\lambda \tau_a d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda}/(M_{e\lambda})_{\max} d\lambda} = 0,3,$$

$$q_п = 1 \text{ мм}^2; \quad \Delta f = 62 \text{ кГц}, \quad \gamma_{мгн} = 10^{-3}.$$

Решение

$\lambda_м = 2898/T_ц = 9,66$ мкм; $\lambda_2/\lambda_м = 11,5/9,66 = 1,19$, $z(\lambda_2/\lambda_м) = 0,373$; $\lambda_1/\lambda_м = 8/9,66 = 0,83$, $z(\lambda_1/\lambda_м) = 0,142$, $z(\lambda_2/\lambda_м) - z(\lambda_1/\lambda_м) = 0,23$, $\lambda_{ср} = 9,75$ мкм,

$$(\Delta T)_{пор} = \frac{3,14 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 10^{-10} \cdot 9,75 \sqrt{10^{-2} \cdot 62 \cdot 10^3}}{0,3 \cdot 0,23 \cdot 0,9 \cdot 300^2 \cdot 1,44 \cdot 10^4 \cdot 0,8 \cdot 3,14 \cdot 10^{-3} \cdot 5,67 \cdot 10^{-12}} = 0,24°.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ СЛУЧАЙНЫХ ФУНКЦИЙ

Случайный процесс есть такая функция времени, значение которой в каждый момент времени является случайной величиной В случайном процессе нет определенной зависимости $x(t)$, каждая кривая множества $x_i(t)$ (рис. П1.1, *а*) является лишь отдельной реализацией случайного процесса Нельзя заранее предвидеть, по какой кривой пойдет процесс, однако он может быть оценен некоторыми вероятностными характеристиками. Наиболее простой для математической обработки совокупностью статистических данных характеристик случайного процесса является математическое ожидание, дисперсия и корреляционная функция.

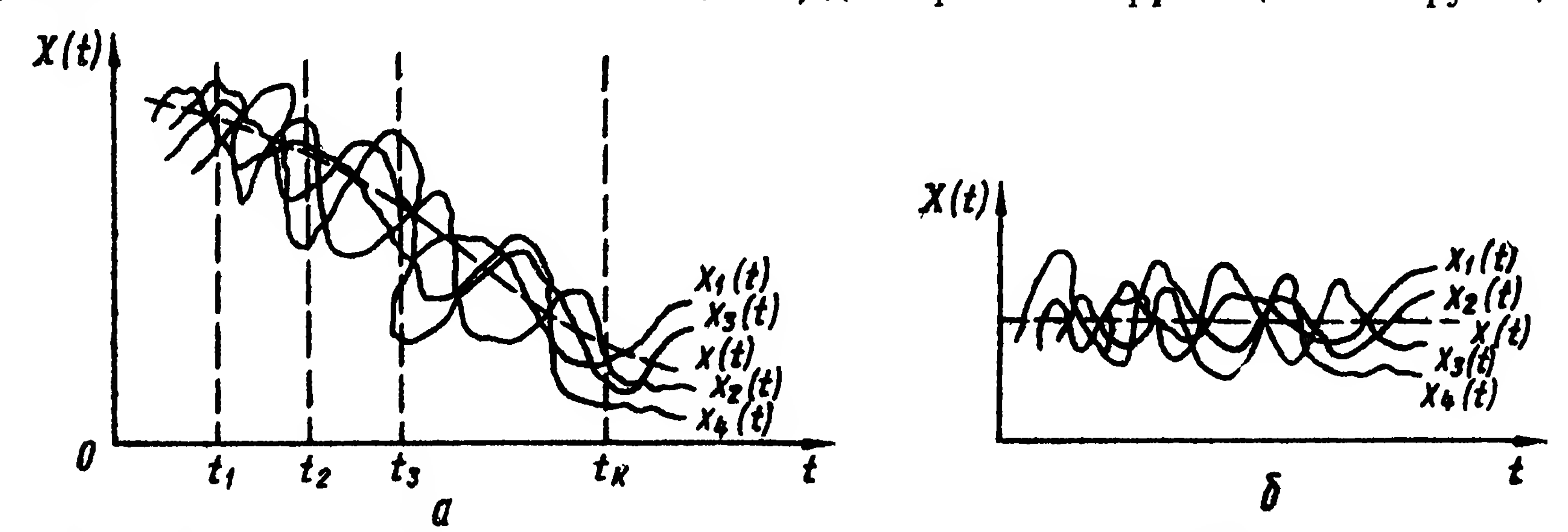


Рис. П1 1 Графики реализаций случайной функции времени, полученных опытным путем

Математическим ожиданием случайной функции $X(t)$ называется неслучайная функция $m_x(t)$, которая при каждом значении аргумента равна математическому ожиданию соответствующего сечения случайной функции;

$$m_x(t_k) = \sum_{i=1}^{n} x_i(t_k)/n.$$

Математическое ожидание случайной функции при наличии нескольких ее реализаций представляет собой некоторую «среднюю» кривую $x(t)$, около которой различным образом варьируются отдельные реализации случайной функции (рис. П1.1, *а*).

Дисперсией случайной функции $X(t)$ называется неслучайная функция $D_x(t)$, значение которой для каждого аргумента t равно дисперсии соответствующего сечения случайной функции:

$$D_x(t_k) = \sum_{i=1}^{n} [x_i(t_k) - m_x(t_k)]^2/(n-1).$$

Дисперсия случайной функции при каждом значении аргумента t характеризует разброс возможных реализаций случайных функций относительно математического ожидания.

Математическое ожидание и дисперсия являются важными характеристиками случайной функции, однако иногда встречаются случайные функции, имеющие примерно одинаковые m_x и D_x, но резко отличающиеся по своему характеру. Для того чтобы характеризовать степень зависимости между сечениями случайной функции, относящимися к различным значениям аргумента t, вводится еще одна характеристика случайной функции — корреляционная функция, определяемая выражением

$$R_x(t_k, \tau) = \sum_{i=1}^{n} [x_i(t_k) - m_x(t_k)]\,[x_i(t_k+\tau) - m_x(t_k+\tau)]/(n-1).$$

На практике часто пользуются нормированной корреляционной функцией

$$r_x(t_k, \tau) = \frac{R_x(t_k, \tau)}{\sigma_x(t_k)\,\sigma_x(t_k+\tau)},$$

где $\sigma_x(t_k) = \sqrt{D_x(t_k)}$ и $\sigma_x(t_k + \tau) = \sqrt{D_x(t_k + \tau)}$ — среднеквадратичные отклонения случайной функции, соответствующие аргументам t_k и $t_k + \tau$.

При $\tau = 0$ $R_x(t_k, \tau) = D_x(t_k)$,

$$r_x(\tau) = D_x(t_k)/[\sigma_x(t_k)]^2 = 1$$

Среди случайных процессов выделяют стационарные случайные процессы, для которых вероятностные характеристики не зависят от времени Стационарные случайные процессы протекают во времени приблизительно однородно и имеют вид непрерывных случайных колебаний вокруг некоторого среднего значения (рис. П1, *б*) При исследовании стационарного случайного процесса в качестве начала отсчета можно выбрать любой момент времени, кроме того, стационарный случайный процесс имеет одни и те же статистические характеристики на любом участке времени.

Для стационарной случайной функции

$$m_x(t) = m_x = \text{const} \text{ (рис. П1.1, } б), \quad D_x(t) = D_x = \text{const};$$
$$R_x(t, t + \tau) = R_x(\tau).$$

Корреляционная функция стационарного случайного процесса не зависит от положения t первого аргумента на оси абсцисс, а только от промежутка между первым и вторым аргументами. Такую функцию можно определить как

$$R(\tau) = \overline{X(t)\,X(t+\tau)} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} X(t)\,X(t+\tau)\,dt$$

Нормированная корреляционная функция стационарной случайной функции

$$\rho_x(\tau) = R_x(\tau)/\sigma_x; \quad \text{при } \tau = 0 \ \rho_x(0) = 1$$

Корреляционная функция дает информацию о случайном сигнале во временной области Чтобы получить информацию о сигнале в частотной области, применяют преобразование Фурье к корреляционной функции, полученный при этом результат называют спектральной плотностью случайной функции и обозначают $S(\omega)$.

Между спектральной плотностью и корреляционной функцией существуют следующие соотношения:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau)\,e^{-i\omega\tau}d\tau; \quad R(\tau) = \frac{1}{2\pi} S(\omega)\,e^{i\omega\tau}d\omega. \qquad \text{(П1.1)}$$

Спектральная плотность не является самостоятельной характеристикой случайной функции; она полностью определяется корреляционной функцией.

Выражения (П1.1) можно видоизменить, заменив подынтегральные показательные функции тригонометрическими:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau)\cos\omega\tau d\tau - i\int_{-\infty}^{\infty} R(\tau)\sin\omega\tau d\tau = 2\int_{0}^{\infty} R(\tau)\cos\omega\tau d\tau$$

(интеграл от нечетной функции с бесконечными пределами равен нулю);

$$R(\tau) = \frac{1}{\pi}\int_{0}^{\infty} S(\omega)\cos\omega\tau d\omega.$$

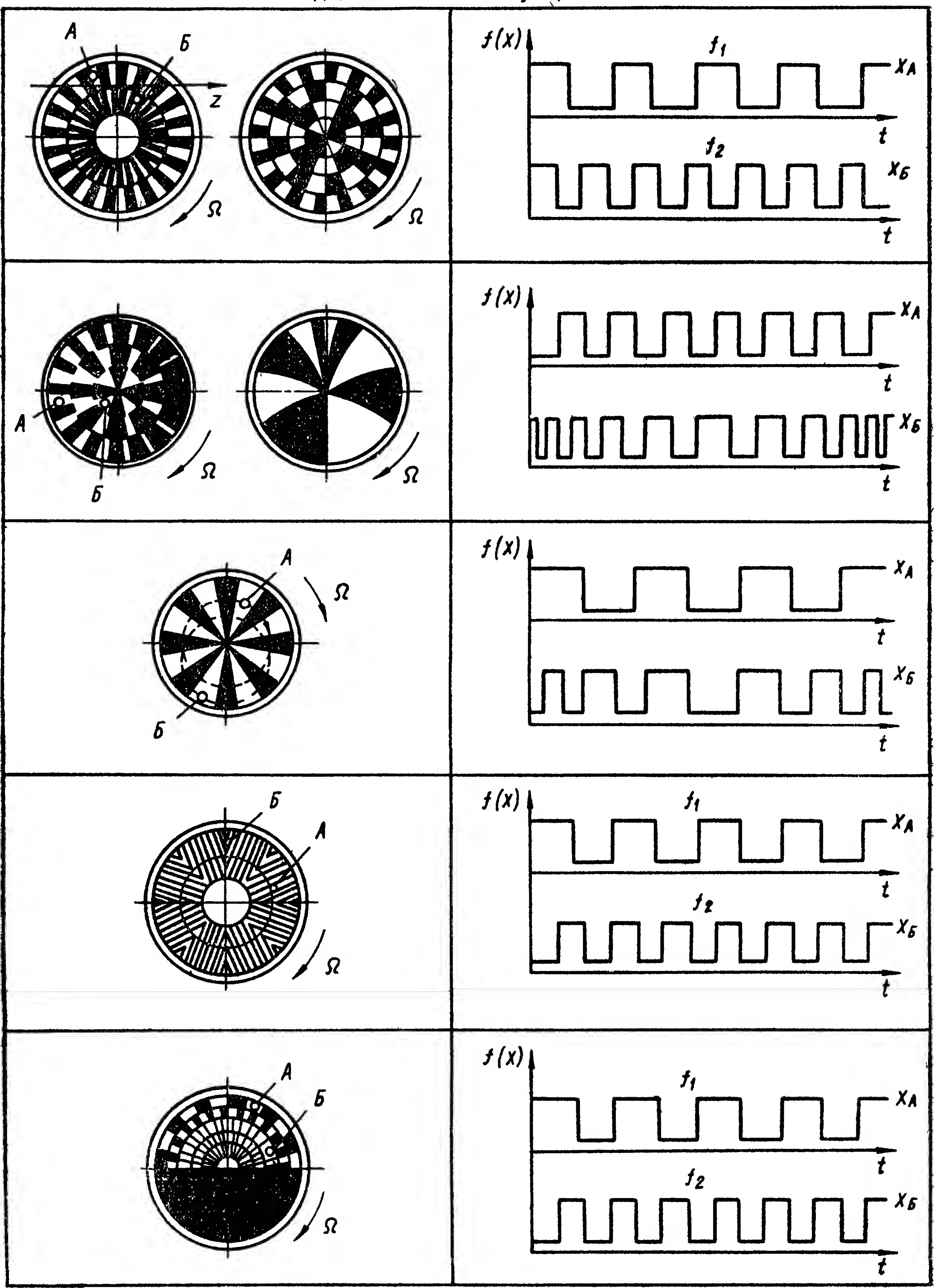
$$\text{При } \tau = 0 \ R(0) = \bar{x}^2 = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} x^2 dt = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)\,d\omega.$$

Последнее равенство показывает, что если известна спектральная плотность случайной функции, то интегрируя ее, можно определить среднеквадратичное значение этой функции.

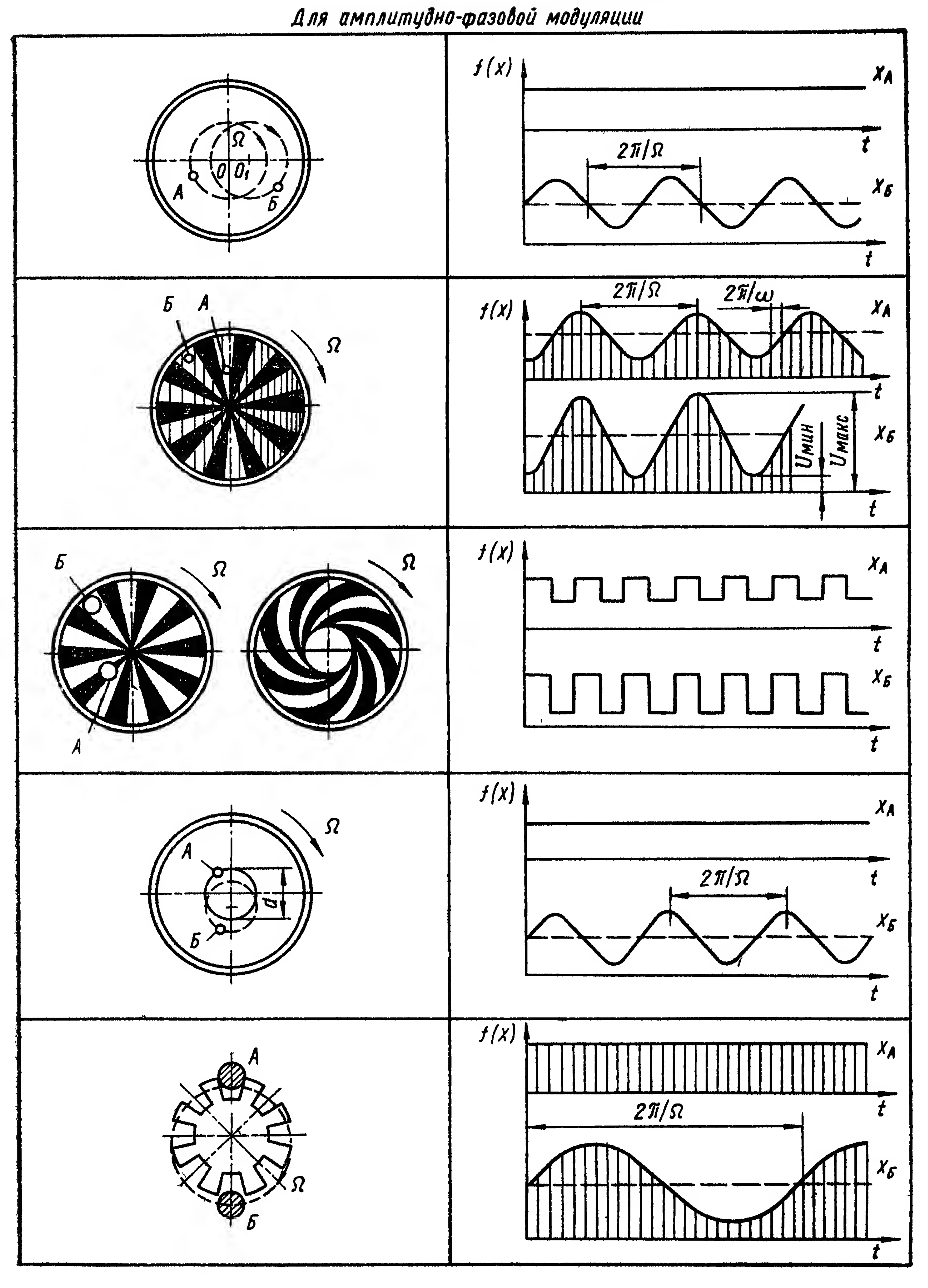
Если случайный стационарный сигнал имеет равномерное распределение спектральной плотности по частотам, т. е. $S(\omega) = S_0 = \text{const}$, то он называется белым шумом. В реальных условиях таких сигналов нет. Тем не менее понятие белого шума широко применяется в практических расчетах в тех случаях, когда частоты, на котором график спектральной плотности реального сигнала имеет большой спад, значительно больше полосы пропускания системы.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. К ВЫБОРУ МОДУЛИРУЮЩИХ ДИСКОВ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ КООРДИНАТОРОВ

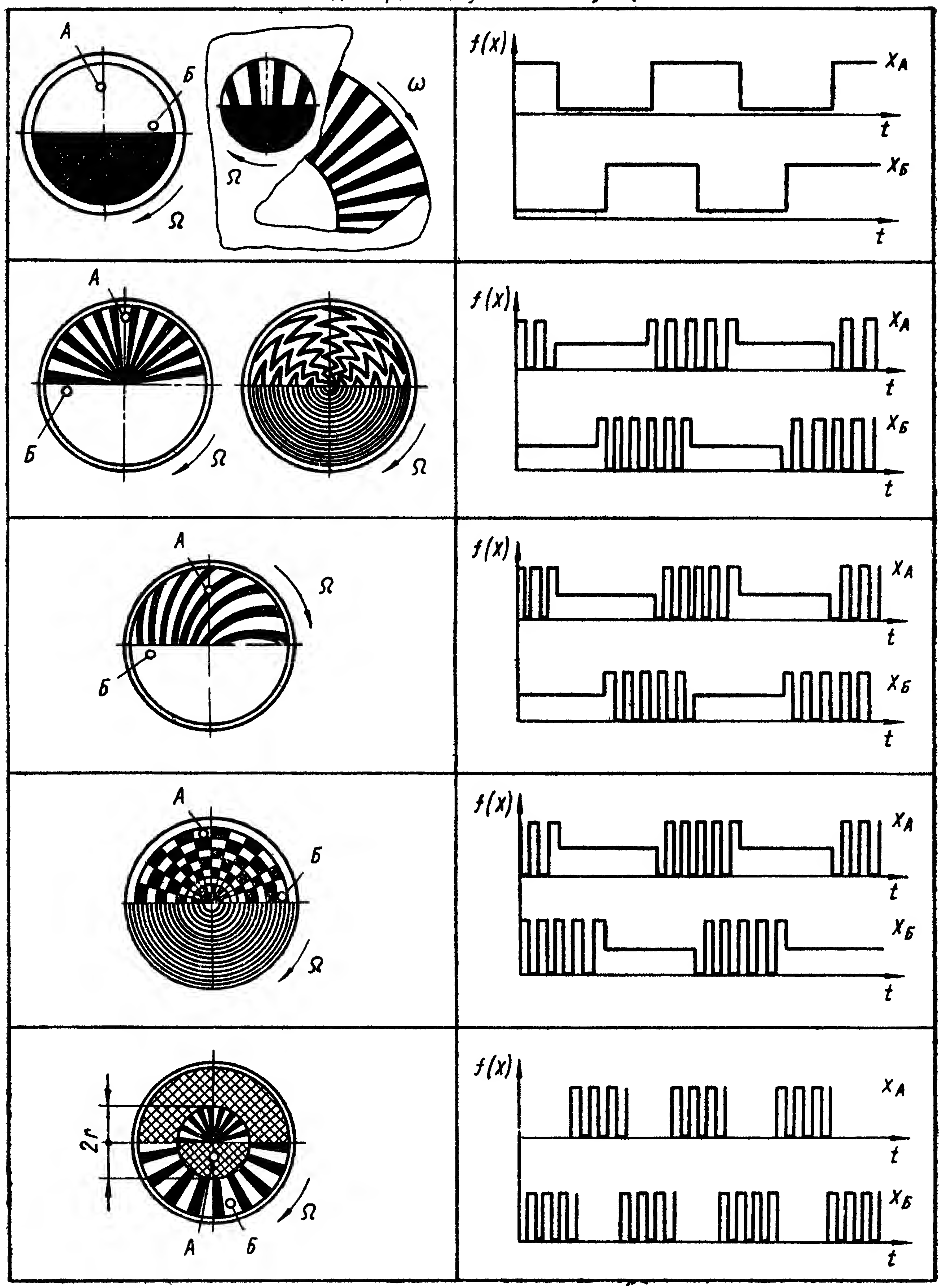
Для частотной модуляции



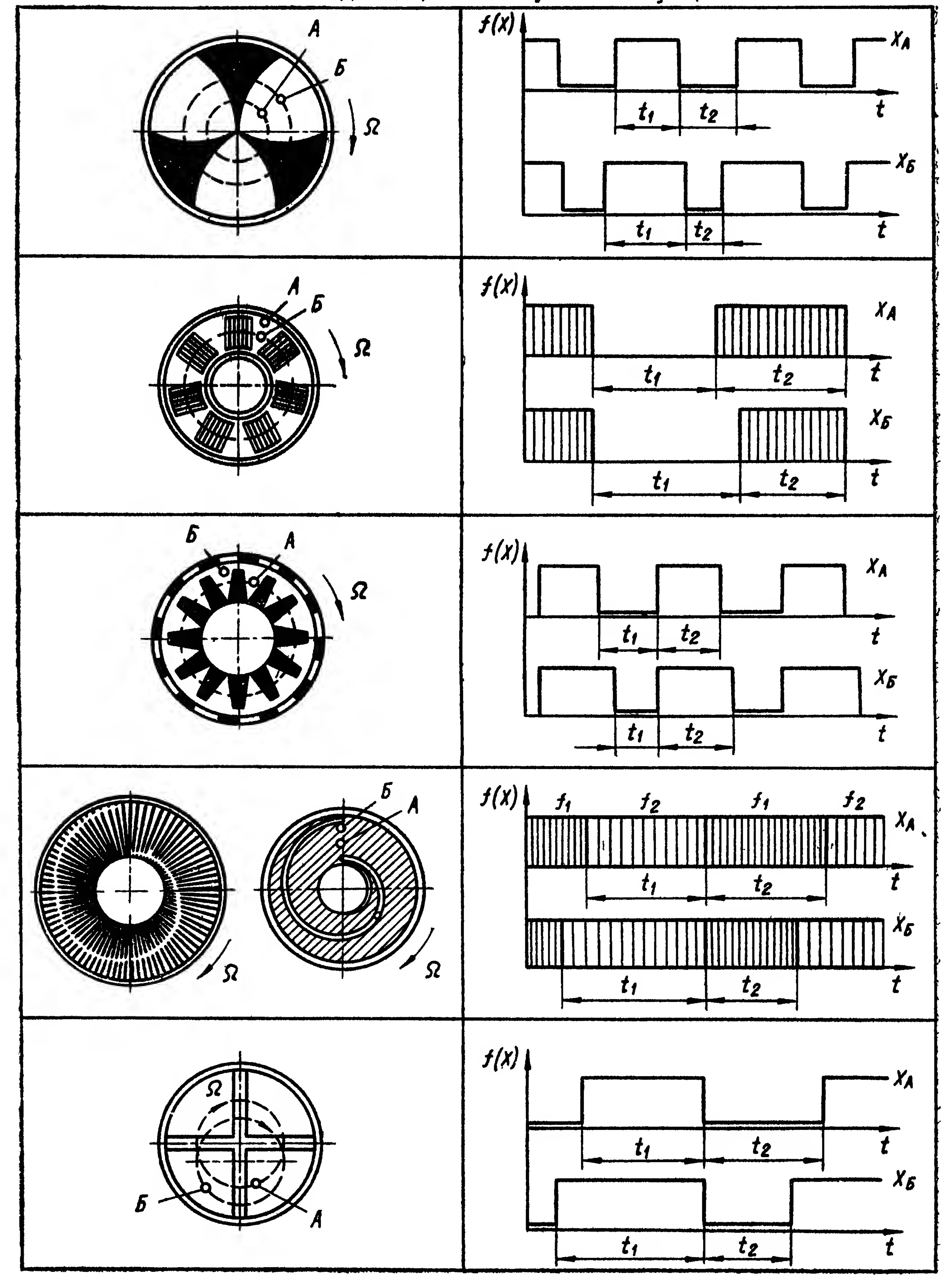
Для амплитудно-фазовой модуляции



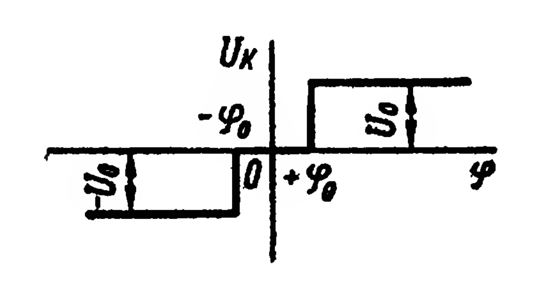
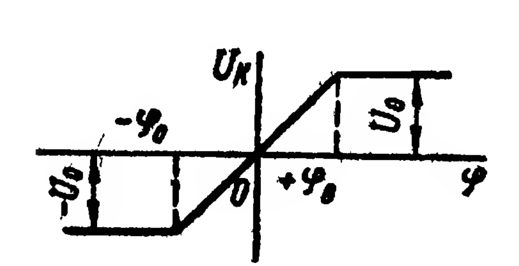
Для фазоимпульсной модуляции



Для широтно-импульсной модуляции



ПРИЛОЖЕНИЕ 3. ТИПОВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЕЛЕНГАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОЭК И КОЭФФИЦИЕНТЫ ГАРМОНИЧЕСКОЙ ЛИНЕАРИЗАЦИИ

Характеристика	Коэффициенты линеаризации
	$w_{н.э} = \frac{4U_0}{\pi A}\sqrt{1-\frac{\varphi_0^2}{A^2}}\quad (A \geqslant \varphi_0)$ $w_{н.э} = \frac{4U_0}{\pi A}\quad (\varphi_0 = 0)$
	$w_{н.э} = \gamma - \frac{2\gamma}{\pi}\left(\arcsin\frac{\varphi_0}{A} + \frac{\varphi_0}{A}\sqrt{1-\frac{\varphi_0^2}{A^2}}\right)$ $(A > \varphi_0)$
	$w_{н.э} = \frac{2U_0}{\pi(\varphi_0^* - \varphi_0)}\left(\arcsin\frac{\varphi_0^*}{A} - \arcsin\frac{\varphi_0}{A} - \frac{\varphi_0}{A}\sqrt{1-\frac{\varphi_0^2}{A^2}} + \frac{\varphi_0^*}{A}\sqrt{1-\frac{\varphi_0^{*2}}{A^2}}\right)$ $(A \geqslant \varphi_0^*)$
	$w_{н.э} = \frac{2U_0}{\pi\varphi_0}\left(\arcsin\frac{\varphi_0}{A} + \frac{\varphi_0}{A}\sqrt{1-\frac{\varphi_0^2}{A^2}}\right)$ $(A \geqslant \varphi_0)$
	$w_{н.э} = \operatorname{tg}\alpha\left[\frac{4}{\pi}\left(\arcsin\frac{\varphi_0}{A} + \frac{\varphi_0}{A}\sqrt{1-\frac{\varphi_0^2}{A^2}}\right) - 1\right]$ $(\varphi_0 < A < 2\varphi_0)$ $w_{н.э} = \frac{4\operatorname{tg}\alpha}{\pi}\left[\arcsin\frac{\varphi_0}{A} + \frac{\varphi_0}{A}\sqrt{1-\frac{\varphi^2}{A^2}} - \frac{1}{2}\arcsin\frac{2\varphi_0}{A} - \frac{\varphi_0}{A}\sqrt{1-\frac{4\varphi_0^2}{A^2}}\right]$ $(A \geqslant 2\varphi_0)$

ПРИЛОЖЕНИЕ 4. АППРОКСИМАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТОВ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

$$K = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{M_{e\lambda}}{(M_{e\lambda})_{\max}} S_\lambda \tau_a d\lambda \Big/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{M_{e\lambda}}{(M_{e\lambda})_{\max}} d\lambda$$

ПИ и границы чувствительности, мкм	Аппроксимационные зависимости
PbS (77 K) $\Delta\lambda = 2...4$ мкм	$K = 0{,}03 + 1{,}35\, x_{11} - 0{,}63\, x_{12} + 0{,}95\, x_{11}x_{12} - 0{,}89\, x_{11}^2;$ $x_{11} = 1{,}44 \cdot 10^{-2} - 0{,}20\, x_{13} + 1{,}09\, x_{14} - 0{,}97\, x_{13}x_{14} + 1{,}08\, x_{13}^2;$ $x_{12} = 0{,}01 - 0{,}17\, x_{15} + 1{,}07\, x_{14} - 1{,}03\, x_{14}x_{15} + 1{,}16\, x_{15}^2;$ $x_{13} = 1{,}51 \cdot 10^{-3} + 3{,}82 \cdot 10^{-2}\, x_{16} + 0{,}33\, x_{17} + 0{,}99 \times x_{16}x_{17} + 0{,}78\, x_{16}^2 - 1{,}63 \cdot 10^{-2}\, x_{17}^2;$ $x_{14} = -5{,}71 \cdot 10^{-2} + 0{,}66\, x_{17} + 0{,}27\, x_{18} + 0{,}82 \cdot x_{17}x_{18} - 0{,}79\, x_{17}^2 + 0{,}62\, x_{18}^2;$ $x_{15} = 0{,}11 + 0{,}74\, x_{19} - 0{,}65\, x_{20} + 2{,}30\, x_{19}x_{20} - 1{,}04\, x_{19}^2;$ $x_{16} = 0{,}50 + 0{,}20 \cdot 10^{-3}\, T - 0{,}08\, D - 0{,}20 \cdot 10^{-4}\, TD + 0{,}13 \cdot 10^{-6}\, T^2 + 0{,}32 \cdot 10^{-2}\, D^2;$ $x_{17} = 0{,}19 + 0{,}72 \cdot 10^{-2}\, H - 0{,}81 \cdot 10^{-2}\, t_в + 0{,}50 \cdot 10^3 \times H t_в + 0{,}40 \cdot 10^{-4}\, t_в^2;$ $x_{18} = 0{,}86 - 1{,}49 \cdot 10^{-2}\, d_в - 0{,}12\, D + 1{,}11 \cdot 10^{-3} \times d_в D + 0{,}30 \cdot 10^{-3}\, d_в^2 + 0{,}36 \cdot 10^{-2}\, D^2;$ $x_{19} = 0{,}69 - 2{,}15 \cdot 10^{-3}\, t_в - 0{,}89 \cdot 10^{-1}\, D + 0{,}12 \cdot 10^{-3} \times t_в D + 0{,}50 \cdot 10^{-4}\, t_в^2 + 0{,}32 \cdot 10^{-2} \times D^2;$ $x_{20} = 0{,}63 - 8{,}26 \cdot 10^{-2}\, D + 0{,}71 \cdot 10^{-2}\, H - 0{,}42 \times 10^{-3}\, DH + 3{,}02 \cdot 10^{-3}\, D^2 + 0{,}70 \cdot 10^{-4}\, H^2$
PbSe (295 K) $\Delta\lambda = 2...4{,}2$ мкм	$K = 0{,}04 + 0{,}45\, x_{21} + 0{,}29\, x_{22} + 0{,}21\, x_{21}x_{22} - 0{,}23\, x_{21}^2;$ $x_{21} = 0{,}86 \cdot 10^{-1} - 0{,}16\, x_{23} + 0{,}74\, x_{24} + 2{,}71 \times x_{23}x_{24} - 1{,}46\, x_{23}^2 - 0{,}84\, x_{24}^2;$ $x_{22} = -0{,}36 - 0{,}72\, x_{25} + 1{,}39\, x_{26} - 0{,}93\, x_{25}x_{26} + 0{,}63\, x_{25}^2 - 0{,}39\, x_{26}^2.$ $x_{23} = 1{,}29 - 0{,}01\, f - 0{,}08\, D - 0{,}14 \cdot 10^{-3}\, fD + 0{,}07 \times 10^{-3}\, f^2 + 2{,}84 \cdot 10^{-3}\, D^2;$ $x_{24} = 1{,}02 - 0{,}12\, D - 1{,}62 \cdot 10^{-2}\, d_в + 1{,}19 \cdot 10^{-3}\, D d_в + 3{,}29 \cdot 10^{-3}\, D^2 + 0{,}40 \cdot 10^{-3}\, d_в^2;$ $x_{25} = 0{,}85 - 2{,}91 \cdot 10^{-3}\, t_в - 0{,}09\, D - 0{,}60 \cdot 10^{-4}\, t_в D + 0{,}60 \cdot 10^{-4}\, t_в^2 + 2{,}74 \cdot 10^{-3}\, D^2;$ $x_{26} = 1{,}09 + 0{,}01\, d_в - 2{,}21 \cdot 10^{-3}\, T - 0{,}97 \cdot 10^{-5}\, d_в T + 0{,}13 \cdot 10^{-3}\, d_в^2 + 0{,}14 \cdot 10^{-5}\, T^2$
	$K = 0{,}03 + 0{,}81\, x_{31} + 4{,}42 \cdot 10^{-4}\, x_{31}^2;$

ПИ и границы чувствительности, мкм	Аппроксимационные зависимости
InSb (77 K) $\Delta\lambda = 3...5{,}5$ мкм	$x_{31} = 1{,}22 \cdot 10^{-3} + 0{,}99\, x_{32} + 0{,}01\, x_{32}^2$; $x_{32} = 1{,}78 \cdot 10^{-2} + 0{,}86\, x_{33} + 0{,}16\, x_{33}^2$; $x_{33} = -6{,}63 \cdot 10^{-2} + 0{,}69\, x_{34} + 0{,}19\, x_{35} + 0{,}10\, x_{34}x_{35} - 0{,}34\, x_{34}^2 + x_{35}^2$; $x_{34} = -0{,}11 - 1{,}15 \cdot 10^{-2}\, t_{в} + 1{,}03 \cdot 10^{-2}\, f + 7{,}35 \cdot 10^{-5} \times t_{в}f + 2{,}44 \cdot 10^{-4}\, t_{в}^2 - 8{,}02 \cdot 10^{-5}\, f^2$; $x_{35} = 0{,}93 - 1{,}99 \cdot 10^{-2}\, d_{в} - 0{,}12\, D + 9{,}44 \cdot 10^{-4}\, d_{в}D + 4{,}58 \cdot 10^{-4}\, d_{в}^2 + 0{,}41 \cdot 10^{-2}\, D^2$
HgCdTe (77 K) $\Delta\lambda = 8...14$ мкм	$K = -0{,}22 + 0{,}47\, x_{41} + 1{,}05\, x_{42} + 1{,}77 \cdot 10^{-2}\, x_{41}x_{42} + 1{,}45 \times 10^{-1}\, x_{41}^2 - 0{,}89\, x_{42}^2$; $x_{42} = 1{,}23 - 1{,}81 \cdot 10^{-2}\, t_{в} - 2{,}31 \cdot 10^{-3}\, T + 1{,}62 \cdot 10^{-5} \times t_{в}T + 7{,}06 \cdot 10^{-}$[illegible] $t_{в}^2 + 1{,}43 \cdot 10^{-6}\, T^2$, $x_{41} = 1{,}06 - 2{,}15 \cdot 10^{-2}\, d_{в} - 1{,}15 \cdot 10^{-1}\, D + 0{,}54 \cdot 10^{-3} \times d_{в}D + 0{,}60 \cdot 10^{-3}\, d_{в}^2 + 0{,}35 \cdot 10^{-2}\, D^2$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 5. ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ

$$z\left(\frac{\lambda}{\lambda_м}\right) = \int\limits_0^{\lambda} M_{e\lambda}\, d\lambda \Big/ \int\limits_0^{\infty} M_{e\lambda}\, d\lambda$$

x_λ	z	x_λ	z	x_λ	z	x_λ	z
0,100	$5{,}500 \cdot 10^{-18}$	0,510	$1{,}191 \cdot 10^{-2}$	0,600	$3{,}285 \cdot 10^{-2}$	0,690	$6{,}710 \cdot 10^{-2}$
0,200	$4{,}000 \cdot 10^{-8}$	0,515	$1{,}273 \cdot 10^{-2}$	0,605	$3{,}439 \cdot 10^{-2}$	0,695	$6{,}936 \cdot 10^{-2}$
0,220	$3{,}100 \cdot 10^{-7}$	0,520	$1{,}359 \cdot 10^{-2}$	0,610	$3{,}599 \cdot 10^{-2}$	0,700	$7{,}166 \cdot 10^{-2}$
0,240	$1{,}600 \cdot 10^{-6}$	0,525	$1{,}449 \cdot 10^{-2}$	0,615	$3{,}763 \cdot 10^{-2}$	0,705	$7{,}400 \cdot 10^{-2}$
0,260	$6{,}400 \cdot 10^{-6}$	0,530	$1{,}543 \cdot 10^{-2}$	0,620	$3{,}931 \cdot 10^{-2}$	0,710	$7{,}637 \cdot 10^{-2}$
0,280	$2{,}030 \cdot 10^{-5}$	0,535	$1{,}641 \cdot 10^{-2}$	0,625	$4{,}103 \cdot 10^{-2}$	0,715	$7{,}877 \cdot 10^{-2}$
0,300	$5{,}470 \cdot 10^{-5}$	0,540	$1{,}743 \cdot 10^{-2}$	0,630	$4{,}279 \cdot 10^{-2}$	0,720	$8{,}120 \cdot 10^{-2}$
0,320	$1{,}280 \cdot 10^{-4}$	0,545	$1{,}849 \cdot 10^{-2}$	0,635	$4{,}460 \cdot 10^{-2}$	0,725	$8{,}307 \cdot 10^{-2}$
0,340	$2{,}690 \cdot 10^{-4}$	0,550	$1{,}959 \cdot 10^{-2}$	0,640	$4{,}645 \cdot 10^{-2}$	0,730	$8{,}617 \cdot 10^{-2}$
0,360	$5{,}170 \cdot 10^{-4}$	0,555	$2{,}073 \cdot 10^{-2}$	0,645	$4{,}833 \cdot 10^{-2}$	0,735	$8{,}870 \cdot 10^{-2}$
0,380	$9{,}210 \cdot 10^{-4}$	0,560	$2{,}191 \cdot 10^{-2}$	0,650	$5{,}026 \cdot 10^{-2}$	0,740	$9{,}127 \cdot 10^{-2}$
0,400	$1{,}540 \cdot 10^{-3}$	0,565	$2{,}313 \cdot 10^{-2}$	0,655	$5{,}222 \cdot 10^{-2}$	0,745	$9{,}386 \cdot 10^{-2}$
0,420	$2{,}430 \cdot 10^{-3}$	0,570	$2{,}439 \cdot 10^{-2}$	0,660	$5{,}422 \cdot 10^{-2}$	0,750	$9{,}648 \cdot 10^{-2}$
0,440	$3{,}660 \cdot 10^{-3}$	0,575	$2{,}570 \cdot 10^{-2}$	0,665	$5{,}626 \cdot 10^{-2}$	0,755	$9{,}913 \cdot 10^{-2}$
0,460	$5{,}300 \cdot 10^{-3}$	0,580	$2{,}705 \cdot 10^{-2}$	0,670	$5{,}834 \cdot 10^{-2}$	0,760	0,1018
0,480	$7{,}410 \cdot 10^{-3}$	0,585	$2{,}844 \cdot 10^{-2}$	0,675	$6{,}053 \cdot 10^{-2}$	0,765	0,1045
0,500	$1{,}038 \cdot 10^{-2}$	0,590	$2{,}987 \cdot 10^{-2}$	0,680	$6{,}268 \cdot 10^{-2}$	0,770	0,1072
0,505	$1{,}113 \cdot 10^{-2}$	0,595	$3{,}134 \cdot 10^{-2}$	0,685	$6{,}487 \cdot 10^{-2}$	0,775	0,1100
						0,780	0,1128

Продолжение при

x_λ	z	x_λ	z	x_λ	z	x_λ	z
0,785	0,1156	1,065	0,2935	1,345	0,4629	1,625	0,5962
0,790	0,1184	1,070	0,2968	1,350	0,4656	1,630	0,5982
0,795	0,1213	1,075	0,3001	1,355	0,4683	1,635	0,6002
0,800	0,1241	1,080	0,3033	1,360	0,4710	1,640	0,6022
0,805	0,1270	1,085	0,3065	1,365	0,4737	1,645	0,6042
0,810	0,1300	1,090	0,3097	1,370	0,4764	1,650	0,6062
0,815	0,1329	1,095	0,3129	1,375	0,4791	1,655	0,6082
0,820	0,1359	1,100	0,3161	1,380	0,4817	1,660	0,6102
0,825	0,1388	1,105	0,3193	1,385	0,4843	1,665	0,6122
0,830	0,1418	1,110	0,3225	1,390	0,4869	1,670	0,6142
0,835	0,1449	1,115	0,3257	1,395	0,4895	1,675	0,6161
0,840	0,1479	1,120	0,3289	1,400	0,4921	1,680	0,6180
0,845	0,1509	1,125	0,3321	1,405	0,4947	1,685	0,6199
0,850	0,1540	1,130	0,3353	1,410	0,4973	1,690	0,6218
0,855	0,1571	1,135	0,3385	1,415	0,4999	1,695	0,6237
0,860	0,1602	1,140	0,3417	1,420	0,5024	1,700	0,6256
0,865	0,1633	1,145	0,3449	1,425	0,5049	1,705	0,6275
0,870	0,1664	1,150	0,3481	1,430	0,5074	1,710	0,6294
0,875	0,1696	1,155	0,3512	1,435	0,5099	1,715	0,6313
0,880	0,1727	1,160	0,3543	1,440	0,5124	1,720	0,6331
0,885	0,1759	1,165	0,3574	1,445	0,5149	1,725	0,6349
0,890	0,1791	1,170	0,3605	1,450	0,5174	1,730	0,6367
0,895	0,1822	1,175	0,3636	1,455	0,5199	1,735	0,6385
0,900	0,1854	1,180	0,3667	1,460	0,5223	1,740	0,6403
0,905	0,1886	1,185	0,3698	1,465	0,5247	1,745	0,6421
0,910	0,1918	1,190	0,3729	1,470	0,5271	1,750	0,6439
0,915	0,1950	1,195	0,3760	1,475	0,5295	1,755	0,6457
0,920	0,1983	1,200	0,3791	1,480	0,5319	1,760	0,6475
0,925	0,2015	1,205	0,3821	1,485	0,5343	1,765	0,6493
0,930	0,2048	1,210	0,3851	1,490	0,5367	1,770	0,6510
0,935	0,2080	1,215	0,3881	1,495	0,5391	1,775	0,6527
0,940	0,2112	1,220	0,3911	1,500	0,5414	1,780	0,6544
0,945	0,2145	1,225	0,3941	1,505	0,5438	1,785	0,6561
0,950	0,2178	1,230	0,3971	1,510	0,5461	1,790	0,6578
0,955	0,2211	1,235	0,4001	1,515	0,5484	1,795	0,6593
0,960	0,2244	1,240	0,4031	1,520	0,5507	1,800	0,6612
0,965	0,2276	1,245	0,4061	1,525	0,5530	1,805	0,6629
0,970	0,2309	1,250	0,4091	1,530	0,5553	1,810	0,6649
0,975	0,2342	1,255	0,4120	1,535	0,5576	1,815	0,6666
0,980	0,2374	1,260	0,4149	1,540	0,5598	1,820	0,6682
0,985	0,2407	1,265	0,4178	1,545	0,5620	1,825	0,6698
0,990	0,2440	1,270	0,4207	1,550	0,5642	1,830	0,6714
0,995	0,2473	1,275	0,4236	1,555	0,5664	1,835	0,6730
1,000	0,2506	1,280	0,4265	1,560	0,5636	1,840	0,6746
1,005	0,2539	1,285	0,4294	1,565	0,5708	1,845	0,6762
1,010	0,2572	1,290	0,4323	1,570	0,5730	1,850	0,6778
1,015	0,2605	1,295	0,4351	1,575	0,5752	1,855	0,6794
1,020	0,2638	1,300	0,4379	1,580	0,5774	1,860	0,6810
1,025	0,2672	1,305	0,4407	1,585	0,5795	1,865	0,6826
1,030	0,2704	1,310	0,4435	1,590	0,5816	1,870	0,6842
1,035	0,2737	1,315	0,4463	1,595	0,5837	1,875	0,6857
1,040	0,2770	1,320	0,4491	1,600	0,5858	1,880	0,6872
1,045	0,2803	1,325	0,4519	1,605	0,5879	1,885	0,6887
1,050	0,2836	1,330	0,4547	1,610	0,5900	1,890	0,6902
1,055	0,2869	1,335	0,4575	1,615	0,5921	1,895	0,6917
1,060	0,2902	1,340	0,4662	1,620	0,5942	1,900	0,6932

x_λ	z	x_λ	z	x_λ	z	x_λ	z
1,905	0,6947	2,11	0,7492	2,41	0,8091	2,92	0,8753
1,910	0,6962	2,12	0,7515	2,42	0,8108	2,94	0,8773
1,915	0,6977	2,13	0,7538	2,43	0,8125	2,96	0,8792
1,920	0,6992	2,14	0,7561	2,44	0,8141	2,98	0,8811
1,925	0,7007	2,15	0,7584	2,45	0,8157	3,0	0,8829
1,930	0,7022	2,16	0,7606	2,46	0,8173	3,1	0,8916
1,935	0,7036	2,17	0,7628	2,47	0,8189	3,2	0,8996
1,940	0,7050	2,18	0,7650	2,48	0,8205	3,3	0,9069
1,945	0,7064	2,19	0,7672	2,49	0,8221	3,4	0,9139
1,950	0,7078	2,20	0,7693	2,50	0,8236	3,5	0,9199
1,955	0,7092	2,21	0,7714	2,52	0,8266	3,6	0,9253
1,960	0,7106	2,22	0,7735	2,54	0,8296	3,7	0,9303
1,965	0,7120	2,23	0,7756	2,56	0,8325	3,8	0,9349
1,970	0,7134	2,24	0,7776	2,58	0,8353	3,9	0,9391
1,975	0,7148	2,25	0,7796	2,60	0,8381	4,0	0,9431
1,980	0,7162	2,26	0,7816	2,62	0,8408	4,2	0,9501
1,985	0,7176	2,27	0,7836	2,64	0,8434	4,4	0,9559
1,990	0,7190	2,28	0,7856	2,66	0,8460	4,6	0,9609
1,995	0,7203	2,29	0,7875	2,68	0,8485	4,8	0,9653
2,00	0,7216	2,30	0,7894	2,70	0,8510	5,0	0,9691
2,01	0,7243	2,31	0,7913	2,72	0,8534	5,5	0,9766
2,02	0,7269	2,32	0,7932	2,74	0,8558	6,0	0,9821
2,03	0,7295	2,33	0,7950	2,76	0,8581	6,5	0,9862
2,04	0,7321	2,34	0,7968	2,78	0,8604	7,0	0,9893
2,05	0,7347	2,35	0,7986	2,80	0,8627	7,5	0,9917
2,06	0,7371	2,36	0,8004	2,82	0,8649	8,0	0,9936
2,07	0,7396	2,37	0,8022	2,84	0,8671	8,5	0,9951
2,08	0,7420	2,38	0,8040	2,86	0,8692	9,0	0,9963
2,09	0,7440	2,39	0,8057	2,88	0,8713	10,0	0,9981
2,10	0,7468	2,40	0,8074	2,90	0,8733		

ПРИЛОЖЕНИЕ 6. ЗНАЧЕНИЯ ДЛИН ВОЛН $\lambda_м$, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ МАКСИМУМУ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СВЕТИМОСТИ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

t°, С	T, К	$\lambda_м$, мкм	t°, С	T, К	$\lambda_м$, мкм	t°, С	T, К	$\lambda_м$, мкм	t°, С	T, К	$\lambda_м$, мкм
0	273	10,62	160	433	6,693	320	593	4,887	480	753	3,849
10	283	10,24	170	443	6,542	330	603	4,806	490	763	3,798
20	293	9,891	180	453	6,397	340	613	4,728	500	773	3,749
30	303	9,564	190	463	6,259	350	623	4,652	510	783	3,701
40	313	9,259	200	473	6,127	360	633	4,578	520	793	3,654
50	323	8,972	210	483	6,000	370	643	4,507	530	803	3,609
60	333	8,703	220	493	5,878	380	653	4,438	540	813	3,565
70	343	8,449	230	503	5,761	390	663	4,371	550	823	3,521
80	353	8,210	240	513	5,649	400	673	4,306	560	833	3,479
90	363	7,983	250	523	5,541	410	683	4,243	570	843	3,438
100	373	7,769	260	533	5,437	420	693	4,182	580	853	3,397
110	383	7,567	270	543	5,337	430	703	4,122	590	863	3,358
120	393	7,374	280	553	5,240	440	713	4,064	600	873	3,320
130	403	7,191	290	563	5,147	450	723	4,008	610	883	3,282
140	313	7,017	300	573	5,058	460	733	3,954	620	893	3,245
150	423	6,851	310	583	4,971	470	743	3,900	630	903	3,209

$t°$, C	T K	$\lambda_м$, мкм	$t°$, C	T, K	$\lambda_м$, мкм	$t°$, K	T, K	$\lambda_м$, мкм	$t°$ C	T K	$\lambda_м$, мкм
640	913	3,174	840	1113	2,604	1150	1423	2,036	2100	2373	1,221
650	923	3,140	850	1123	2,581	1200	1473	1,967	2150	2423	1,196
660	933	3,106	860	1133	2,558	1250	1523	1,903	2200	2473	1,172
670	943	3,073	870	1143	2,535	1300	1573	1,842	2250	2523	1,149
680	953	3,041	880	1153	2,513	1350	1623	1,786	2300	2573	1,126
690	963	3,009	890	1163	2,492	1400	1673	1,732	2350	2623	1,105
700	973	2,978	900	1173	2,471	1450	1723	1,682	2400	2673	1,084
710	983	2,948	910	1183	2,450	1500	1773	1,634	2450	2723	1,064
720	993	2,918	920	1193	2,429	1550	1823	1,590	2500	2773	1,045
730	1003	2,889	930	1203	2,409	1600	1873	1,547	2550	2823	1,027
740	1013	2,861	940	1213	2,389	1650	1923	1,507	2600	2373	1,009
750	1023	2,833	950	1223	2,370	1700	1973	1,469	2650	2923	0,991
760	1033	2,805	960	1233	2,350	1750	2023	1,432	2700	2973	0,975
770	1043	2,778	970	1243	2,331	1800	2073	1,398	2750	3023	0,959
780	1053	2,752	980	1253	2,313	1850	2123	1,365	2800	3073	0,943
790	1063	2,726	990	1263	2,294	1900	2173	1,334	2850	3123	0,928
800	1073	2,701	1000	1273	2,276	1950	2223	1,304	2900	3173	0,910
810	1083	2,676	1050	1323	2,190	2000	2273	1,275	2950	3223	0,899
820	1093	2,651	1100	1373	2,111	2050	2323	1,248	3000	3273	0,885
830	1103	2,627									

ПРИЛОЖЕНИЕ 7. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СВЕТИМОСТИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ БЕЗРАЗМЕРНОЙ ВЕЛИЧИНЫ

$$x_\lambda = \lambda/\lambda_м$$

x	y_λ	x_λ	y_λ	x_λ	y_λ	x_λ	y_λ
0,200	$7{,}354\cdot10^{-6}$	0,290	$2{,}545\cdot10^{-3}$	0,380	$3{,}800\cdot10^{-2}$	0,480	0,1798
0,205	$1{,}191\cdot10^{-5}$	0,295	$3{,}123\cdot10^{-3}$	0,385	$4{,}218\cdot10^{-2}$	0,485	0,1899
0,210	$1{,}879\cdot10^{-5}$	0,300	$3{,}801\cdot10^{-3}$	0,390	$4{,}666\cdot10^{-2}$	0,490	0,2003
0,215	$2{,}895\cdot10^{-5}$	0,305	$4{,}591\cdot10^{-3}$	0,395	$5{,}144\cdot10^{-2}$	0,495	0,2109
0,220	$4{,}362\cdot10^{-5}$	0,310	$5{,}503\cdot10^{-3}$	0,400	$5{,}652\cdot10^{-2}$	0,500	0,2217
0,225	$6{,}438\cdot10^{-5}$	0,315	$6{,}550\cdot10^{-3}$	0,405	$6{,}191\cdot10^{-2}$	0,505	0,2328
0,230	$9{,}318\cdot10^{-5}$	0,320	$7{,}745\cdot10^{-3}$	0,410	$6{,}762\cdot10^{-2}$	0,510	0,2440
0,235	$1{,}325\cdot10^{-4}$	0,325	$9{,}100\cdot10^{-3}$	0,415	$7{,}364\cdot10^{-2}$	0,515	0,2554
0,240	$1{,}852\cdot10^{-4}$	0,330	$1{,}063\cdot10^{-2}$	0,420	$7{,}997\cdot10^{-2}$	0,520	0,2670
0,245	$2{,}548\cdot10^{-4}$	0,335	$1{,}234\cdot10^{-2}$	0,425	$8{,}663\cdot10^{-2}$	0,525	0,2788
0,250	$3{,}454\cdot10^{-4}$	0,340	$1{,}425\cdot10^{-2}$	0,430	$9{,}359\cdot10^{-2}$	0,530	0,2907
0,255	$4{,}618\cdot10^{-4}$	0,345	$1{,}637\cdot10^{-2}$	0,435	0,1009	0,535	0,3027
0,260	$6{,}094\cdot10^{-4}$	0,350	$1{,}871\cdot10^{-2}$	0,440	0,1085	0,540	0,3194
0,265	$7{,}943\cdot10^{-4}$	0,355	$2{,}128\cdot10^{-2}$	0,445	0,1164	0,545	0,3272
0,270	$1{,}024\cdot10^{-3}$	0,360	$2{,}410\cdot10^{-2}$	0,450	0,1246	0,550	0,3396
0,275	$1{,}305\cdot10^{-3}$	0,365	$2{,}717\cdot10^{-2}$	0,455	0,1331	0,555	0,3521
0,280	$1{,}646\cdot10^{-3}$	0,370	$3{,}051\cdot10^{-2}$	0,460	0,1419	0,560	0,3646
0,285	$2{,}056\cdot10^{-3}$	0,375	$3{,}411\cdot10^{-2}$	0,465	0,1509	0,565	0,3772
				0,470	0,1603	0,570	0,3899
				0,475	0,1699	0,575	0,4026
						0,580	0,4154
						0,585	0,4281
						0,590	0,4409

x_λ	y_λ	x_λ	y_λ	x_λ	y_λ	x_λ	y_λ
0,595	0,4537	1,01	0,9998	1,60	0,6382	4,0	$5,650\cdot 10^{-2}$
0,600	0,4664	1,02	0,9991	1,65	0,6039	4,2	$4,816\cdot 10^{-2}$
0,605	0,4791	1,03	0,9979	1,70	0,5711	4,4	$4,128\cdot 10^{-2}$
0,610	0,4918	1,04	0,9964	1,75	0,5397	4,6	$3,557\cdot 10^{-2}$
0,615	0,5045	1,05	0,9944	1,80	0,5098	4,8	$3,080\cdot 10^{-2}$
0,620	0,5171	1,06	0,9920	1,85	0,4815	5,0	$2,680\cdot 10^{-2}$
0,625	0,5296	1,07	0,9893	1,90	0,4546	5,2	$2,342\cdot 10^{-2}$
0,630	0,5420	1,08	0,9862	1,95	0,4293	5,4	$2,056\cdot 10^{-2}$
0,635	0,5544	1,09	0,9828	2,00	0,4054	5,6	$1,811\cdot 10^{-2}$
0,640	0,5666	1,10	0,9791	2,05	0,3828	5,8	$1,602\cdot 10^{-2}$
0,645	0,5788	1,11	0,9750	2,10	0,3616	6,0	$1,421\cdot 10^{-2}$
0,650	0,5909	1,12	0,9707	2,15	0,3417	6,2	$1,266\cdot 10^{-2}$
0,655	0,6028	1,13	0,9661	2,20	0,3229	6,4	$1,131\cdot 10^{-2}$
0,660	0,6147	1,14	0,9613	2,25	0,3052	6,6	$1,013\cdot 10^{-2}$
0,665	0,6264	1,15	0,9562	2,30	0,2887	6,8	$9,102\cdot 10^{-3}$
0,670	0,6379	1,16	0,9509	2,35	0,2731	7,0	$8,201\cdot 10^{-3}$
0,675	0,6494	1,17	0,9454	2,40	0,2585	7,2	$7,408\cdot 10^{-3}$
0,680	0,6606	1,18	0,9397	2,45	0,2447	7,4	$6,708\cdot 10^{-3}$
0,685	0,6718	1,19	0,9338	2,50	0,2318	7,6	$6,089\cdot 10^{-3}$
0,690	0,6827	1,20	0,9277	2,55	0,2197	7,8	$5,539\cdot 10^{-3}$
0,695	0,6936	1,21	0,9215	2,60	0,2083	8,0	$5,050\cdot 10^{-3}$
0,70	0,7042	1,22	0,9151	2,65	0,1976	8,2	$4,613\cdot 10^{-3}$
0,71	0,7250	1,23	0,9086	2,70	0,1875	8,4	$4,223\cdot 10^{-3}$
0,72	0,7450	1,24	0,9020	2,75	0,1780	8,6	$3,872\cdot 10^{-3}$
0,73	0,7643	1,25	0,8952	2,80	0,1691	8,8	$3,558\cdot 10^{-3}$
0,74	0,7829	1,26	0,8884	2,85	0,1607	9,0	$3,274\cdot 10^{-3}$
0,75	0,8007	1,27	0,8814	2,90	0,1528	9,2	$3,018\cdot 10^{-3}$
0,76	0,8177	1,28	0,8743	2,95	0,1454	9,4	$2,787\cdot 10^{-3}$
0,77	0,8339	1,29	0,8672	3,00	0,1384	9,6	$2,577\cdot 10^{-3}$
0,78	0,8493	1,30	0,8510	3,05	0,1317	9,8	$2,387\cdot 10^{-3}$
0,79	0,8638	1,31	0,8527	3,10	0,1255	10,0	$2,214\cdot 10^{-3}$
0,80	0,8776	1,32	0,8454	3,15	0,1196	11,0	$1,549\cdot 10^{-3}$
0,81	0,8906	1,33	0,8380	3,20	0,1140	12,0	$1,116\ 10^{-3}$
0,82	0,9028	1,34	0,8306	3,25	0,1088	13,0	$8,242\cdot 10^{-4}$
0,83	0,9141	1,35	0,8231	3,30	0,1038	14,0	$6,217\cdot 10^{-4}$
0,84	0,9247	1,36	0,8156	3,35	$9,915\ 10^{-2}$	15,0	$4,777\cdot 10^{-4}$
0,85	0,9346	1,37	0,8081	3,40	$9,471\cdot 10^{-2}$	16,0	$3,730\cdot 10^{-4}$
0,86	0,9436	1,38	0,8006	3,45	$9,051\cdot 10^{-2}$	17,0	$2,955\cdot 10^{-4}$
0,87	0,9519	1,39	0,7930	3,50	$8,654\ 10^{-2}$	18,0	$2,371\cdot 10^{-4}$
0,88	0,9595	1,40	0,7854	3,55	$8,277\cdot 10^{-2}$	19,0	$1,925\cdot 10^{-4}$
0,89	0,9664	1,41	0,7779	3,60	$7,921\cdot 10^{-2}$	20,0	$1,578\cdot 10^{-4}$
0,90	0,9725	1,42	0,7703	3,65	$7,583\ 10^{-2}$		
0,91	0,9780	1,43	0,7628	3,70	$7,262\cdot 10^{-2}$		
0,92	0,9829	1,44	0,7552	3,75	$6,957\cdot 10^{-2}$		
0,93	0,9870	1,45	0,7477	3,80	$6,669\cdot 10^{-2}$		
0,94	0,9906	1,46	0,7401	3,85	$6,394\cdot 10^{-2}$		
0,95	0,9936	1,47	0,7326	3,90	$6,133\cdot 10^{-2}$		
0,96	0,9959	1,48	0,7252	3,95	$5,880\cdot 10^{-2}$		
0,97	0,9977	1,49	0,7177				
0,98	0,9990	1,50	0,7103				
0,99	0,9998	1,55	0,6737				
1,00	1,0000						

ПРИЛОЖЕНИЕ 8. ЗНАЧЕНИЯ ИНТЕГРАЛОВ

$$I_n = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{G_n(i\omega)}{|H_n(i\omega)|^2} d\omega \text{ для } n \text{ от } 1 \text{ до } 4$$

$$I_1 = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{b_0 d\omega}{|a_0 i\omega + a_1|^2} = \frac{b_0}{2a_0 a_1};$$

$$I_2 = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{[b_0 (i\omega)^2 + b_1]\, d\omega}{|a_0 (i\omega)^2 + a_1 i\omega + a_2|^2} = \frac{-b_0 + a_0 b_1/a_2}{2a_0 a_1};$$

$$I_3 = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{[b_0 (i\omega)^4 + b_1 (i\omega)^2 + b_2]\, d\omega}{|a_0 (i\omega)^3 + a_1 (i\omega)^2 + a_2 i\omega + a_3|^2} = \frac{-a_2 b_0 + a_0 b_1 - a_0 a_1 b_2/a_3}{2a_0 (a_0 a_3 - a_1 a_2)}.$$

$$I_4 = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{[b_0 (i\omega)^6 + b_1 (i\omega)^4 + b_2 (i\omega)^2 + b_3]\, d\omega}{|a_0 (i\omega)^4 + a_1 (i\omega)^3 + a_2 (i\omega)^2 + a_3 i\omega + a_4|^2} =$$

$$= \frac{b_0 (-a_1 a_4 + a_2 a_3) - a_0 a_3 b_1 + a_0 a_1 b_2 + a_0 b_3 (a_0 a_3 - a_1 a_2)/a_4}{2a_0 (a_0 a_3^2 + a_1^2 a_4 - a_1 a_2 a_3)}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Авиационные** системы информации оптического диапазона / Под ред. Л. З. Криксунова.— М : Машиностроение, 1985.— 264 с.

2. **Аксененко М. Д., Бараночников М. Л., Смолин О. В.** Микроэлектронные фотоприемные устройства.— М. Энергоиздат, 1984 — 208 с

3. **Антоненко А. Б., Демидова Л. Г.** Оценка точности определения координат энергетического центра изображения точечного источника // ОМП — 1980.— № 3.— С. 1—4.

4. **Ароян Ж. Ф.** Техника пространственной фильтрации / Пер. с англ.— М. : ИЛ, 1968 — 212 с.

5 **Астапов Ю. М., Васильев Д. В., Заложнев Ю. И.** Теория оптико-электронных систем.— М : Наука, 1988 — 326 с.

6 **Ахметжанов А. А., Кочемасов А. В.** Следящие системы и регуляторы — М : Энергоатомиздат, 1986 — 280 с

7 **Бегунов Б. Н., Заказнов Н. П.** Теория оптических систем — М Машиностроение, 1979 — 316 с

8 **Биберман Л. М.** Растры в электрооптических устройствах / Пер с англ — М : Энергия, 1969 — 160 с

9. **Вафиади В. Г.** Фотоэлектрическая автоматика.— Минск : Вышейш шк., 1966.— 208 с

10. **Ван Трис Г.** Теория обнаружения, оценок и модуляции — М. · Сов. радио, 1972 — 286 с.

11. **Воробьев В. Г., Лопарев Р. Н., Попов О. В.** Телевизионный цифровой датчик для слежения за точечным источником света. В сб.: Теория и проектирование высокоточных систем управления.— Л. : Наука, 1973 — С 76—82.

12. **Высокоточные** угловые измерения / Под ред. Ю. Г. Якушенкова.— М. : Машиностроение, 1987.— 480 с.

13. **Горловский В. Б., Свечников С. В., Смовж А. К.** Разработка и исследование методов повышения помехозащищенности позиционно-чувствительных фоторезистивных приборов // ОМП.— 1980.— № 5.— С. 1—4.

14. **Гоффман К. П., Хигби Р. Е.** Применение методов молетронной техники к инфракрасным системам // Тр. ИИЭР.— 1964.— № 12.— С. 1883—1887.

15. **Грейм И. А.** Оптические дальномеры и высотомеры геометрического типа.— М. : Радио и связь, 1983.— 320 с.

16. **Гриневич В. Н.** О влиянии метода модуляции на возможность разрешения двух источников // Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка.— 1974 — № 5.— С. 133—141.

17. **Гудмен Дж.** Введение в Фурье-оптику / Пер. с англ — М. : Мир, 1970.— 346 с.

18. **Деньщиков К. К.** Метод имитации ИК фонов облачного неба // Изв. вузов. Приборостроение.— 1969.— Т. 12, № 10 — С 14—22.

19. **Джемиссон Дж., Мак-Фи Р. Х., Пласс Дж. Н.** Физика и техника инфракрасного излучения / Пер. в англ.—М. : Сов. радио, 1965.— 416 с.

20. **Ефимов М. В.** Следящие системы с оптическими связями — М. . Энергия, 1960.— 184 с.

21. **Зайцев Г. Ф., Костюк В. И., Чинаев П. И.** Основы автоматического управления и регулирования.— К. : Техніка, 1975.— 472 с.

22. **Здор О. Е., Широков В. Б.** Оптический поиск и распознавание — М. : Наука, 1973.— 240 с.

23. **Ивандиков Я. М., Константинович К. М.** О точности измерения линейных перемещений оптическими системами с триэдром // ОМП.— 1979 — № 12 — С 6—7.

24. **Катыс Г. П.** Восприятие и анализ оптической информации автоматической системой.— М. : Машиностроение, 1986.— 416 с.

25. **Кононов В. И., Федоровский А. Д., Дубинский Г. П.** Оптические системы построения изображения.— К. : Техніка, 1981.— 136 с

26. **Кравцов Н. В., Стрельников Ю. В.** Позиционно-чувствительные датчики оптических следящих систем.— М. : Наука, 1969 — 115 с.

27. **Кременчугский Л. С., Скляренко С. К.** Координатно-чувствительные пироэлектрические приемники излучения // Приборы и техника эксперимента.— 1971.— № 2.— С. 219—220.

28. **Криксунов Л. З.** Системы информации с ОКГ.— К · Техніка, 1970 — 232 с.
29. **Криксунов Л. З.** Справочник по основам инфракрасной техники.— М : Сов. радио, 1978.— 400 с.
30. **Криксунов Л. З., Найговзин О. И., Мехряков В. И.** Частотно-временные и пространственно-частотные характеристики модулирующих устройств.— М · Машиностроение, 1972 — 132 с
31. **Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф.** Инфракрасные системы обнаружения, пеленгации и автоматического сопровождения движущихся объектов.— М. . Сов. радио, 1968 — 320 с
32. **Криксунов Л. З., Падалко Г. А.** Тепловизоры — К. : Техніка, 1987.— 166 с.
33 **Лазарев Л. П.** Оптико-электронные приборы наведения летательных аппаратов — М Машиностроение, 1984 — 480 с.
34. **Лахти Б. П.** Системы передачи информации / Пер с англ.— М. : Связь, 1971 — 214 с
35 **Левшин В. Л.** Пространственная фильтрация в оптических системах пеленгации — М Сов. радио, 1971 — 200 с.
36 **Левшин В. Л.** Обработка информации в оптических системах пеленгации — М : Машиностроение, 1978.— 168 с.
37. **Левшина Е. С., Новицкий П. В.** Электрические измерения физических величин — Л · Энергоатомиздат, 1983 — 386 с
38. **Литвак В. И.** Фотоэлектрические приборы и регуляторы в машиностроении.— М Машгиз — 1962 — 186 с.
39 **Максимов М. В., Горгонов Г. И.** Радиоэлектронные системы самонаведения — М Радио и связь, 1982 — 644 с.
40 **Марешаль А. и Франсон М.** Структура оптического изображения / Пер. с франц — М Мир, 1964 — 286 с
41 **Мачтовой И. А.** Сравнительные исследования анализаторов изображения // ОМП — 1978 — № 1 — С 12—14
42 **Мирошников М. М.** Теоретические основы оптико-электронных приборов.— Л Машиностроение, 1983 — 696 с
43 **Молебный В. В.** Оптико-локационные системы — М : Машиностроение, 1981.— 176 с.
44 **Николаев П. В., Сабинин Ю. А.** Фотоэлектрические следящие системы.— М. : Энергия, 1969 — 136 с
45 **Никольский А. А.** Точные двухканальные следящие электроприводы с пьезокомпенсаторами — М · Энергоатомиздат, 1988.— 160 с.
46 **Новик В. К., Бенькович И. А., Фельдман И. Б.** Координатно-чувствительный пироэлектрический приемник излучения // ОМП.— 1981.— № 1.— С. 3—5.
47 **Папулис А.** Теория систем преобразований в оптике / Пер. с англ.— М. : Мир, 1971.— 284 с
48 **Пат.** США, КЛ 343—7, № 3, 192522, 29.06.65.
49. **Порфирьев Л. В.** Теория оптико-электронных приборов и систем.— Л.— М. · Машиностроение, 1980 — 272 с
50 **Пустынский И. Н., Слободин С. Н.** Диссекторные следящие системы.— М. : Радио и связь, 1984 — 130 с
51. **Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский Л. И.** Введение в статистическую радиофизику.— М. . Наука, 1978 — Т. 2 Случайные поля.— 186 с.
52. **Сейрафи Х.** Сопоставление качественных и стоимостных характеристик электрооптических систем // ТИИЭР.— 1975 — Т. 63, № 1.— С. 180—196.
53. **Сергеев Д. А., Янутш Д. А.** Статистические методы исследования природных объектов — Л : Гидрометеоиздат, 1973.— 212 с.
54 **Смирнова В. И., Петров Ю. А., Разинцев В. И.** Основы проектирования и расчета следящих систем — Машиностроение, 1983.— 296 с.
55. **Соломатин В. А., Шилин В. А.** Фазовые оптико-электронные преобразователи.— М. . Машиностроение, 1986 — 146 с
56 **Справочник** по приборам инфракрасной техники / Под ред. Л З. Криксунова.— К. : Техніка, 1980 — 232 с
57 **Статистический** анализ и оптимизация следящих систем / Под ред А. В. Поцелуева.— М. Машиностроение, 1977 — 360 с.

58. Теория и проектирование высокоточных систем / Д. А. Аникст, К. М. Константинович, И. В. Миськин и др./ Под ред. Ю. Г. Якушенкова.— Л. Наука, 1973 — 224 с.

59 **Фираго В. А., Ханох Б. Ю., Долинин В. В.** Естественные фоновые помехи в окнах прозрачности атмосферы // Изв. вузов. Радиотехника.— 1984.— Т. 27, № 11 — С. 1355—1381.

60. **Хадсон Р.** Инфракрасные системы / Пер. с англ.— М. : Мир, 1972.— 534 с

61 **Черноруцкий Г. С., Сибрин А. П., Жабреев В. С.** Следящие системы автоматических манипуляторов.— М. : Наука, 1987.— 272 с.

62 **Шестов Н. С.** Выделение оптических сигналов на фоне случайных помех — М. . Сов радио, 1967.— 347 с.

63 **Шуба Ю. А.** Оптимальные фильтры при спектральной селекции // ОМП — 1968.— № 9.— С. 3—4.

64. **Якушенков Ю. Г.** Основы теории и расчета оптико-электронных приборов — М. : Сов. радио, 1971.— 336 с.

65 **Якушенков Ю. Г., Луканцев В. Н., Колосов М. П.** Методы борьбы с помехами в оптико-электронных приборах.— М. : Радио и связь, 1981.— 180 с.

66 **Anderson R. C., Callary P. R.** Computer modeling of optical trackers // Optical Engineering.— 1981.— N 20 (6).— P. 861—865.

67. **Craubner S.** Digital simulation of reticle systems // Optical Engineering.— 1981.— N 20 (4).— P. 608—615.

68. **Mengers P. E., O'Brien K. B.** Analysis of error responce of amplitude modulated reticles // Journ. of Opt. Soc. Am.— 1964.— N 54 (5).— P. 668—671.

69. **Suzuki K.** Analysis of rising-sun reticle // Optical Engineering.— 1979.— N 18 (3).— P. 350—351.

70. **Chao Z. W., Chu J. L.** General analysis of frequency-modulation reticles // Optical Engineering.— 1988.— Vol. 27, N 6.— P. 440—442.

71. **Chao Z. W., Chu J. L.** Parameter analysis for frequency-modulation reticle design // Optical Engineering.— 1988.— Vol. 27, N 6.— P. 433—451.

72. **Georg E.** Advanced infrared homing heads for guided missiles and terminally guided munitions // Military Technology.— 1984.— Vol. 8, N 6.— P. 77, 81.

ОГЛАВЛЕНИЕ